



Mesure de $\sin^2 \beta$. Violation de CP dans les canaux charmonium, contribution du canal $J/\psi K^0(K^0_s \pi^0)$

Johann Cohen-Tanugi

► To cite this version:

Johann Cohen-Tanugi. Mesure de $\sin^2 \beta$. Violation de CP dans les canaux charmonium, contribution du canal $J/\psi K^0(K^0_s \pi^0)$. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2001. Français. NNT : . tel-00006390

HAL Id: tel-00006390

<https://theses.hal.science/tel-00006390>

Submitted on 6 Jul 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

pour l'obtention du Diplôme de
DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS 7
spécialité : **Physique**

présentée par

Johann COHEN-TANUGI

MESURE DE $\sin 2\beta$
VIOLATION DE CP DANS LES CANAUX
CHARMONIUM,
CONTRIBUTION DU CANAL $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$

Directeur de thèse :

Gérard BONNEAUD

thèse soutenue le 26 Avril 2001 devant le Jury composé de :

MM.	François VANNUCCI	Président
	Alain FALVARD	Rapporteur
	David HITLIN	Rapporteur
	Michel BAUBILLIER	
	Denis BERNARD	
	Gérard BONNEAUD	

A ma mère,
à ma compagne

Remerciements

Je tiens à remercier ici l'ensemble du laboratoire PNHE-Ecole Polytechnique, et plus particulièrement son directeur **Henri Videau**, pour m'avoir accueilli et pour le soutien qu'il m'a apporté tout au long de ce travail. Je remercie vivement **Gérard Bonneaud**, qui m'a proposé ce sujet de thèse et m'a accueilli au sein du groupe BABAR du LPNHE de l'Ecole Polytechnique. L'atmosphère y fut très formatrice, grâce à **Denis Bernard** et tous les autres membres du groupe. Par l'intermédiaire de Gérard Bonneaud, j'ai eu la chance d'être accueilli à SLAC par **David Leith** et **Blair Ratcliff**, où j'ai passé 20 mois passionnants. Qu'ils en soient tous deux vivement remerciés, ainsi que **Jerry Va'vra** et **Jochen Schwiening**. Enfin, cette thèse n'aurait pu aboutir sans l'aide précieuse et l'écoute attentive de **Riccardo Faccini** et **Soeren Prell**. La liste est longue des gens avec qui j'ai partagé des moments heureux, studieux, ou simplement amicaux. Je sais ce que je dois à chacun.

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	13
1 Le Système $B^0\bar{B}^0$	15
1.1 Formalisme général	16
1.1.1 Formalisme de Wigner-Weisskopf	16
1.1.2 Symétries du système	17
1.1.3 Diagonalisation du système	19
1.2 Violation de CP	20
1.2.1 Violation dans le mélange	20
1.2.2 Violation dans la désintégration	21
1.2.3 Violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration	22
1.3 Dépendance temporelle	23
1.3.1 Evolution temporelle des états propres de saveur	23
1.3.2 Distribution dépendante du temps et violation de CP	24
2 Violation de CP et Modèle Standard	27
2.1 Lagrangien du Modèle Standard	27
2.1.1 Particules du Modèle Standard	28
2.1.2 Les groupes de symétrie du lagrangien	28
2.1.3 Représentations des particules pour ces groupes de symétrie	28
2.2 Le secteur de Yukawa	29
2.2.1 Bosons de Higgs	29
2.2.2 Couplages de Yukawa	29
2.3 Matrice CKM et triangles d'unitarité	31
2.3.1 Choix de paramètres de V_{CKM}	32
2.3.2 Triangle d'unitarité	33
2.3.3 Contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité	36

3	Présentation des canaux étudiés	41
3.1	Définition des canaux étudiés	41
3.1.1	Désintégration faible sous-jacente $b \rightarrow c\bar{c}s$	41
3.1.2	Violation de CP dans le mode $b \rightarrow c\bar{c}s$	43
3.1.3	Calcul de $\Im m \lambda_f$	44
3.2	Analyse Angulaire du canal $B \rightarrow J/\psi K^*$	46
3.2.1	Distribution angulaire	47
3.2.2	Distributions angulaires et analyse CP	50
3.3	Comparaison entre les canaux <i>charmonium</i> $K^{(*)}$	52
4	Dispositif Expérimental	55
4.1	Description de PEP-II	55
4.1.1	Production de paires $B\bar{B}$ via la résonance $\Upsilon(4S)$	55
4.1.2	Paramètres de fonctionnement de PEP-II	57
4.1.3	Désintégration de l' $\Upsilon(4S)$ et étiquetage	57
4.2	Le Détecteur BABAR	60
4.2.1	Détecteur de vertex (SVT)	61
4.2.2	Chambre à dérive (DCH)	61
4.2.3	Système d'identification de particules (DIRC)	62
4.2.4	Calorimètre électromagnétique (EMC)	63
4.2.5	Retour de Flux instrumenté (IFR)	64
4.2.6	Système de déclenchement	65
5	Présentation et contrôle qualité ...	69
5.1	Principe de Fonctionnement du DIRC	69
5.1.1	Rayonnement Cherenkov	69
5.1.2	Conception du DIRC	71
5.2	Description du DIRC pour BABAR.	74
5.2.1	Choix du radiateur	74
5.2.2	Casiers (<i>Bar Box</i>)	74
5.2.3	Le volume d'expansion (<i>Stand Off Box</i>)	75
5.2.4	Performances attendues	75
5.3	Contrôle qualité des barres de quartz	78
5.3.1	Cahier des charges	80
5.3.2	Mise en place du contrôle qualité à SLAC	81
5.3.3	Résultats.	82
6	Sélection des canaux exclusifs	89
6.1	Reconstruction des particules finales	90
6.1.1	Reconstruction des photons	90
6.1.2	Reconstruction et identification des traces chargées	90
6.2	Présélection	92
6.2.1	Filtrage des événements $B\bar{B}$	93

6.2.2	Filtrage des événements $B \rightarrow J/\psi X$	93
6.3	Reconstruction des canaux d'analyse	94
6.3.1	Reconstruction du J/ψ	94
6.3.2	Sélection des π^0	95
6.3.3	Sélection des K_S^0	95
6.3.4	Reconstruction des K^*	96
6.3.5	Sélection du signal	102
6.3.6	Contraintes cinématiques sur les candidats B : variables ΔE et M_{ES}	102
6.4	Résultats	103
7	Etude du bruit de fond	109
7.1	Bruits de fond $q\bar{q}(q = u, d, s, c)$ et $B\bar{B}$ sans J/ψ	109
7.1.1	Résultats sur le Monte Carlo	110
7.1.2	Résultats sur les données	110
7.2	Bruit de fond $J/\psi X$	112
7.2.1	Etude sur la simulation d'événements J/ψ inclusifs	112
7.2.2	Le cas des K^* lourds et des modes non résonants	116
7.2.3	Fraction et valeur CP effective du bruit de fond	118
7.3	Bruit de fond dans les canaux <i>Charmonium</i> K_S^0	120
8	Mesure de $\Delta\tau$ et résolution spatiale.	123
8.1	Reconstruction du vertex du \mathbf{B}_{excl}	123
8.1.1	Résolution sur le vertex du \mathbf{B}_{excl}	123
8.1.2	Le vertex du J/ψ	125
8.2	Reconstruction du vertex du B_{tag}	128
8.3	Fonction de résolution sur Δt	132
8.3.1	Calcul de Δt	132
8.3.2	Estimation de la fonction de résolution sur Δt	133
9	Etiquetage	139
9.1	Algorithme d'étiquetage	140
9.1.1	Processus physiques et saveur du B	140
9.1.2	Algorithme utilisé pour la mesure de $\sin 2\beta$	141
9.2	Caractérisation des performances	145
9.2.1	Formalisme général	145
9.2.2	Résultats sur le MonteCarlo	146
9.3	Détermination des performances d'étiquetage sur les données	149
9.3.1	Evolution temporelle des états spécifiques de saveur	149
9.3.2	Validation sur le Monte Carlo	151
10	Estimation de $\sin 2\beta$	153
10.1	Echantillon final	154
10.1.1	Echantillon CP	154

10.1.2	Echantillon B_{sav}	155
10.2	Résultat de l'ajustement global	158
10.2.1	Modélisation du signal	158
10.2.2	Modélisation du bruit de fond	158
10.2.3	Présentation des résultats	160
10.2.4	Qualité de l'ajustement	160
10.3	Validation de la chaîne d'analyse	164
10.3.1	Etudes de la simulation complète	166
10.3.2	Vérification de l'algorithme de calcul de Δz	168
10.3.3	Homogénéité des données	170
10.3.4	Echantillons de contrôle	170
10.4	Etudes des incertitudes systématiques	172
10.4.1	Validation de la technique de mesure sur le Monte Carlo	172
10.4.2	“Universalité” de la fonction de résolution et des paramètres d'éti- quetage	172
10.4.3	Incertaince sur la modélisation de la fonction de résolution	174
10.4.4	Paramètres du bruit de fond	175
10.4.5	Paramètres externes	177
10.4.6	Effets de détecteur	177
10.4.7	Tableau récapitulatif	178
10.5	Conclusion	178
Conclusion		183
A Quelques résultats numériques		189
A.1	Incertaince sur $\sin 2\beta$	189
A.1.1	Sensibilité de l'estimateur à $\sin 2\beta$	189
A.1.2	Effet de résolution sur Δz	190
A.1.3	Effet du bruit de fond	190
B L'estimateur de Maximum de Vraisemblance		193
B.1	Rappel des distributions temporelles	193
B.1.1	Evènements CP	193
B.1.2	Evènements spécifiques de saveur	193
B.2	Modélisation du bruit de fond	194
B.3	Modélisation de la fonction de résolution	194
B.4	Définition de l'estimateur	195
C Correction d'acceptance pour le canal $J/\psi K^{*0}$		197
C.1	Définition des variables ξ	197
C.2	Méthode d'estimation des ξ	198

D	Présentation des modes B_{sav}	201
D.1	Définition et sélection	201
D.2	Résultats sur les données	201
D.3	Estimation de la fraction de bruit de fond	201

Introduction

La compréhension des interactions entre constituants élémentaires de la matière repose sur une “théorie”, appelée communément Modèle Standard. La preuve de la renormalisabilité des théories de jauge, en particulier de la théorie électrofaible, ainsi que les mesures de précision sur cette dernière, obtenue au LEP, ont assis ce modèle sur des bases très solides. Sans gloser inutilement sur la dénomination de “modèle” ou de “théorie”, on note qu’un nombre important de paramètres ne sont pas contraints par le Modèle Standard, ou ne dérivent pas de considérations fondamentales. Il est en conséquence d’usage de soupçonner l’existence d’une “physique au-delà du Modèle Standard”, susceptible de rendre compte des valeurs prises par ces paramètres. L’étude de la violation de la symétrie CP, qui reste un domaine encore mal connu, est à cet égard un enjeu expérimental majeur.

La symétrie CP est le produit de deux symétries discrètes: la parité P inverse toutes les coordonnées vectoriels d’un système; la symétrie C opère un échange entre une particule et son antiparticule. La preuve expérimentale de la violation de la symétrie CP remonte à 1964 [25], et concernait alors le système $K^0 \bar{K}^0$ des mésons étranges. Ses conséquences sont nombreuses: A. Sakharov montre en 1967 qu’une telle violation est indispensable pour expliquer l’asymétrie matière anti-matière dans l’univers[49]; M. Kobayashi et T. Maskawa publient en 1973 un article[41] où les auteurs proposent une explication naturelle à la présence de la violation de CP dans le cadre du Modèle Standard, dans l’hypothèse où il existe trois familles de quarks: hypothèse vérifiée en 1977.

Cette explication repose sur l’existence d’une matrice, dénommée “matrice CKM”, dont la connaissance précise est au coeur du programme de recherche de BABAR. Il s’agit en effet d’obtenir des mesures –à la fois précises, exhaustives et redondantes– des paramètres de la matrice CKM. BABAR est conçu pour permettre l’étude des désintégrations des mésons B , particulièrement adaptées à la mesure de ces paramètres. En particulier, la violation de la symétrie CP est attendue avec deux ordres de grandeurs de plus que dans le système des K .

Mon travail de thèse, développé dans le cadre de la collaboration BABAR, consiste à mesurer l’une des observables signant la violation de la symétrie CP, à savoir le paramètre $\sin 2\beta$. Les deux premiers chapitres de cette thèse rappellent le formalisme qui permet de relier ce paramètre à l’asymétrie CP dans le Modèle Standard. Le troisième chapitre souligne l’existence de modes, de type *charmonium* K_S^0 , grâce auxquelles $\sin 2\beta$ peut être extrait sans incertitude théorique. Je me suis intéressé plus spécifiquement au canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$, qui présente des caractéristiques propres, également discutées dans

le troisième chapitre. Les deux chapitres suivants décrivent le détecteur BABAR, ainsi que ma contribution directe à sa construction, lors d'un séjour prolongé à SLAC. Viennent ensuite deux chapitres présentant la sélection des événements et l'étude du bruit de fond, important dans le cas du canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$. Les trois derniers chapitres présentent l'analyse proprement dite, et l'extraction de $\sin 2\beta$.

La mesure de $\sin 2\beta$, qui a donné lieu à la première publication de BABAR[8], était le résultat le plus attendu de la première année de prise de données. Il a été publié en même temps par BABAR et par une expérience concurrente nommée BELLE, localisée au Japon. Dans ces conditions, un très grand nombre de physiciens ont participé à cette analyse, et une partie non négligeable de mon travail est le fruit d'une collaboration de plusieurs personnes. Il est donc utile de préciser mes contributions personnelles. Outre la mise au point du banc optique pour le contrôle qualité des radiateurs du DIRC, discutée au chapitre 5, j'ai pris en charge la production et la mise à jour des données simulées pour l'ensemble du groupe "Charmonium", qui réunit les physiciens travaillant sur des canaux contenant une résonance ($c\bar{c}$). Au sein de ce groupe, j'ai pris une part très importante à la mise aux points des critères de sélection des canaux $J/\psi K^*$. L'étude du bruit de fond, présentée au chapitre 7, est entièrement mon fait. Dans les deux chapitres suivants, qui décrivent deux étapes essentielles dans la mesure de $\sin 2\beta$, je détaille les algorithmes utilisés, leur impact sur la mesure de $\sin 2\beta$, et j'obtiens des résultats qui me serviront dans le dernier chapitre, en particulier lors de l'estimation de l'incertitude systématique sur $\sin 2\beta$. Même si les canaux *charmonium* K_S^0 ne sont pas au coeur de mon travail, je les ai étudiés en détail, car ils bénéficient d'une statistique et d'une pureté supérieures à celle du canal $J/\psi K^{*0}$. Les résultats que j'en tire me servent ainsi de "mesures de contrôle". L'extraction de $\sin 2\beta$, qui fait l'objet du dernier chapitre de ce travail, est obtenue sur les deux échantillons *charmonium* K_S^0 et $J/\psi K^{*0}$. Dans le premier cas, mon travail s'inscrit au sein d'une large collaboration de physiciens, et a donné lieu à la première publication de BABAR[8]. Dans le cas du canal $J/\psi K^{*0}$, la mesure de $\sin 2\beta$ est une contribution entièrement personnelle, qui fera l'objet d'une publication cet été. Cette thèse se conclue par une discussion de tous les résultats.

Chapitre 1

Le Système $B^0\bar{B}^0$

Le but de ce chapitre et du suivant est de souligner l'intérêt que présente le système des mésons B dans l'étude de la violation de la symétrie CP. Ces mésons tiennent leur nom de la présence du quark b comme constituant “de valence”. Le deuxième quark de valence peut être un quark s ou d , afin d'assurer la neutralité électrique de l'état lié, ou un quark $q \in \{u, c, t\}$ dans le cas d'un méson chargé. Dans la suite nous ne nous intéressons qu'aux systèmes contenant un d ou un u , l'écriture B^0 et B^+ dénotant B_d^0 et B_u^+ . Le tableau 1.1 rassemble les caractéristiques de ces mésons.

	B^0/\bar{B}^0	B^+/B^\pm
quarks	$bd/\bar{b}\bar{d}$	$\bar{b}u/b\bar{u}$
Masse(MeV/ c^2)	5279.2 ± 1.8	5278.9 ± 1.8
Largeur(MeV)	1.56 ± 0.04	1.65 ± 0.04

TAB. 1.1 – *Les mésons B*[35].

Dans ce chapitre, on suppose l'existence de transitions vers des états aussi bien réels que virtuels, communs à la fois à B^0 et \bar{B}^0 .

On verra au chapitre suivant que, dans le cadre du Modèle Standard, l'interaction faible vérifie cette hypothèse, qui a pour conséquence l'oscillation du système $B^0\bar{B}^0$: un état B^0 pur à l'instant initial, est nécessairement un mélange des états B^0 et \bar{B}^0 à un instant ultérieur, jusqu'à la désintégration du méson. Le système $B^0\bar{B}^0$ doit donc être analysé comme une superposition des deux états propres de saveur B^0 et \bar{B}^0 .¹

Après avoir rappelé le formalisme adéquat pour un tel traitement, on en décrit les conséquences sur l'existence d'une violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$.

1. Par état propre de saveur on entend un état lié dont les quarks de valence ont des saveurs clairement définies.

1.1 Formalisme général

On s'intéresse à l'évolution d'un état général de la forme:

$$a(t)|B^0\rangle + b(t)|\bar{B}^0\rangle + \sum_i c_i(t)|n_i\rangle, \quad (1.1)$$

où les $|n_i\rangle$ sont l'ensemble des états accessibles par désintégration d'un méson B neutre, et t est le temps propre de cet état. Il est extrêmement difficile, voire impossible, de calculer l'évolution d'un état tel que (1.1). On utilise donc un formalisme beaucoup plus simple, originellement développé par Weisskopf et Wigner [55], fondé sur la théorie des perturbations en mécanique quantique. Après une étude de ses symétries internes, on discute ses solutions.

1.1.1 Formalisme de Wigner-Weisskopf

On fait les hypothèses suivantes:

- tous les $c_i(t)$ sont nuls à l'instant $t = 0$;
- seuls $a(t)$ et $b(t)$ nous intéressent;
- l'échelle de temps des interactions fortes est beaucoup plus petite que l'ordre de grandeur des temps t qui nous occupent ici, celui de l'interaction faible.

Dans ces conditions, on peut remplacer (1.1) par un état ψ appartenant à l'espace de Hilbert généré par la base $\{|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle\}$:

$$\psi(t) = \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}.$$

Dans cet espace, la dérivée temporelle de $\psi(t)$ ne peut dépendre que de $\psi(t)$. De plus, le principe de superposition impose à cette dépendance d'être linéaire. On peut donc écrire (avec $\hbar = 1$):

$$i \frac{d}{dt} \psi(t) = \mathcal{H} \cdot \psi(t) \quad (1.2)$$

\mathcal{H} est un opérateur d'évolution non hermitien, car la base $\{|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle\}$ n'est pas complète du fait de l'absence des états $|n_i\rangle$. Ce n'est donc pas un hamiltonien, l'écriture \mathcal{H} servant simplement de référence à l'équation de Schrödinger. Comme toute matrice complexe, \mathcal{H} peut s'écrire comme somme de deux matrices hermitiennes. On définit donc:

$$\mathcal{H} = \mathcal{M} \pm i \frac{?}{2} \quad (1.3)$$

Un traitement rigoureux du problème montre que:

- \mathcal{M} est la matrice de masse: ses termes diagonaux déterminent la masse des deux états B^0 et \bar{B}^0 , et ses termes non diagonaux régissent leur oscillation via des états intermédiaires virtuels;

- $\mathcal{?}$ est la matrice de désintégration, dont les termes diagonaux rassemblent tous les processus de désintégration des deux états, et dont les termes non diagonaux correspondent à des oscillations via des états intermédiaires réels accessibles à la fois à B^0 et \bar{B}^0 .

Avant de résoudre (1.2), on s'intéresse aux symétries que \mathcal{M} et $\mathcal{?}$ sont susceptibles de vérifier.

1.1.2 Symétries du système

Définition des Opérateurs de Symétrie

Soient C et P les opérateurs de charge et de parité agissant sur un état tel que $|B^0\rangle$. La base d'états $\{|B^0\rangle, |\bar{B}^0\rangle\}$ vérifie:

$$\begin{aligned} CP|B^0\rangle &= \omega_{CP}|\bar{B}^0\rangle, \\ CP|\bar{B}^0\rangle &= \omega_{CP}^*|B^0\rangle. \end{aligned} \quad (1.4)$$

En fait, ω_{CP} est une phase conventionnelle, car $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$, comme tous les kets en mécanique quantique, sont définis à une phase près, et seules les phases relatives ont un sens physique. On peut donc définir la transformation:

$$\begin{aligned} |B^0\rangle &\rightarrow \omega_B|B^0\rangle \\ |\bar{B}^0\rangle &\rightarrow \omega_{\bar{B}}|\bar{B}^0\rangle, \end{aligned} \quad (1.5)$$

qui laisse les grandeurs physiques invariantes. Généralement, on choisit une convention de phase pour laquelle $\omega_{CP} = 1$.

Hermiticité

L'hermiticité des matrices \mathcal{M} et $\mathcal{?}$ impose les relations suivantes:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{12} &= \mathcal{M}_{21}^* \quad \text{et} \quad \mathcal{?}_{12} = \mathcal{?}_{21}^*, \\ \mathcal{M}_{11} &= \mathcal{M}_{22}^* \quad \text{et} \quad \mathcal{?}_{11} = \mathcal{?}_{22}^*. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Notons que, compte-tenu de (1.5), tous les termes non-diagonaux ont une phase globale arbitraire: par exemple, $\mathcal{M}_{12} = \langle B^0|\mathcal{M}|\bar{B}^0\rangle \rightarrow \omega_{\bar{B}}\omega_B^* \langle B^0|\mathcal{M}|\bar{B}^0\rangle$.

D'autre part, (1.2) permet d'obtenir:

$$\begin{aligned} i\psi^\dagger \frac{d\psi}{dt} &= \psi^\dagger \mathcal{H} \psi \\ \perp i \left(\frac{d\psi^\dagger}{dt} \right) \psi &= \psi^\dagger \mathcal{H}^\dagger \psi, \end{aligned}$$

ce qui entraîne

$$\frac{d|\psi|^2}{dt} = \perp \psi^\dagger \mathcal{?} \psi. \quad (1.7)$$

La cohérence interne du formalisme exige que le terme de droite, dérivée temporelle de la probabilité de trouver le système dans l'état ψ à l'instant t , soit toujours négatif, car les mésons disparaissent par désintégration vers les états $|n_i\rangle$. Par conséquent, \mathcal{P} doit être définie positive: \mathcal{P}_{11} , \mathcal{P}_{22} et $\det(\mathcal{P})$ sont réels positifs.

Invariance CPT

On peut montrer que l'opérateur de symétrie CPT est anti-unitaire:

$$\begin{aligned} CPT|B^0\rangle &= \omega_{CPT}|\bar{B}^0\rangle, \\ CPT|\bar{B}^0\rangle &= \omega_{CPT}^*|B^0\rangle. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Cette symétrie est une propriété générale des théories quantiques des champs. On exige dans la suite qu'elle soit conservée:

$$(CPT)\mathcal{H}(CPT)^\dagger = \mathcal{H}. \quad (1.9)$$

Compte-tenu de (1.8), on peut écrire:

$$\langle B^0|(CPT)^\dagger(CPT)\mathcal{H}(CPT)^\dagger(CPT)|B^0\rangle = \langle \bar{B}^0|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle. \quad (1.10)$$

D'où:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{11} &= \mathcal{M}_{22} \equiv M \\ \mathcal{P}_{11} &= \mathcal{P}_{22} \equiv \mathcal{P}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

D'après (1.11) et (1.8), les termes diagonaux de \mathcal{M} et \mathcal{P} sont égaux et réels.

Invariance CP

Si on suppose que la symétrie CP est conservée, on peut écrire:

$$\langle \bar{B}^0|(CP)^\dagger(CP)\mathcal{H}(CP)^\dagger(CP)|B^0\rangle = \omega_{CP}^2 \langle B^0|\mathcal{H}|\bar{B}^0\rangle, \quad (1.12)$$

soit

$$\mathcal{M}_{21} = \omega_{CP}^2 \mathcal{M}_{12}, \quad (1.13)$$

et de même

$$\mathcal{P}_{21} = \omega_{CP}^2 \mathcal{P}_{12}. \quad (1.14)$$

ω_{CP} étant une phase arbitraire, on préfère généralement écrire la condition de symétrie CP sous la forme:

$$\frac{\mathcal{M}_{12}^*}{\mathcal{M}_{12}} = \frac{\mathcal{P}_{12}^*}{\mathcal{P}_{12}}, \quad (1.15)$$

où on a fait usage de (1.6).

1.1.3 Diagonalisation du système

Pour obtenir l'évolution temporelle de $a(t)$ et $b(t)$, il faut diagonaliser le système d'équations couplées (1.2). On écrit donc:

$$\begin{pmatrix} i \frac{d}{dt} a(t) \\ i \frac{d}{dt} b(t) \end{pmatrix} = \left\{ \begin{pmatrix} M & \mathcal{M}_{12} \\ \mathcal{M}_{12}^* & M \end{pmatrix} \pm \frac{i}{2} \begin{pmatrix} ? & ?_{12} \\ ?_{12}^* & ? \end{pmatrix} \right\} \begin{pmatrix} a(t) \\ b(t) \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

On appelle $m_{H(L)} = M_{H(L)} \pm \frac{i}{2} ?_{H(L)}$ les valeurs propres du hamiltonien (1.3). La diagonalisation de ce dernier donne:

$$\begin{aligned} M_{H(L)} &= M + (\pm) \frac{\Delta m}{2} \\ ?_{H(L)} &= ? \pm (+) \frac{\Delta ?}{2} \end{aligned} \quad (1.17)$$

avec:

$$\Delta ? = ?_H \pm ?_L = \pm 4 \Im m \sqrt{(\mathcal{M}_{12} \pm \frac{i}{2} ?_{12})(\mathcal{M}_{12}^* \pm \frac{i}{2} ?_{12}^*)} \quad (1.18)$$

$$\Delta m = M_H \pm M_L = 2 \Re e \sqrt{(\mathcal{M}_{12} \pm \frac{i}{2} ?_{12})(\mathcal{M}_{12}^* \pm \frac{i}{2} ?_{12}^*)}. \quad (1.19)$$

Les états propres $B_{H(L)}$ correspondants s'écrivent:

$$|B_{H(L)}\rangle = (p|B^0\rangle \pm (+) q|\bar{B}^0\rangle), \quad (1.20)$$

où $|p|^2 + |q|^2 = 1$. q et p vérifient de plus

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{\mathcal{M}_{12}^* \pm \frac{i}{2} ?_{12}^*}{\mathcal{M}_{12} \pm \frac{i}{2} ?_{12}}}. \quad (1.21)$$

A ce stade, il est utile de faire plusieurs remarques.

- On peut vérifier que Δm et $\Delta ?$ sont invariants sous l'effet de la transformation (1.5). Ce sont donc des observables physiques: les différences de masse et de largeur des deux états propres de masse B_H et B_L .
- Par contre, un échange $B_H \leftrightarrow B_L$ change le signe de $\Delta ?$, Δm et $\frac{q}{p}$. Par convention on a choisi $\Delta m > 0$.
- Enfin, il est clair d'après (1.20), que q , p , ainsi que $\frac{q}{p}$ ne sont pas invariants sous (1.5), et ne sont donc pas observables.

On peut à présent discuter la possibilité d'une violation de la symétrie CP dans le système des mésons B .

1.2 Violation de CP

La violation de CP apparaît dans un système oscillant tel que le système $B^0\bar{B}^0$ sous trois formes différentes.

- Les oscillations elles-mêmes peuvent se révéler asymétriques sous CP. On va voir que $\frac{q}{p}$ est le paramètre contrôlant cette *violation dans le mélange*. On s'attend à ce que cette violation soit très faible dans le système des B .
- La violation de CP peut également apparaître dans une asymétrie entre les amplitudes de désintégration de deux modes CP conjugués l'un de l'autre, auquel cas on parle de *violation dans la désintégration*. Notons que c'est la seule envisageable dans le cas des mésons B chargés, où aucune oscillation n'intervient. On va voir que ce type de violation est expérimentalement difficile à mesurer.
- Il reste une troisième voie, qui tire parti de *l'interférence entre l'oscillation et la désintégration* dans un état propre de CP. Elle est de loin la plus accessible à l'expérience, mais nécessite une étude dépendante du temps.

1.2.1 Violation dans le mélange

D'après (1.15), la conservation de CP implique que (1.21) vérifie:

$$\left| \frac{q}{p} \right| = 1. \quad (1.22)$$

Compte-tenu de (1.20) et (1.4), il est équivalent de dire que la symétrie CP est violée si les états propres de masse ne sont pas états propres de CP.

Ce type de violation de CP est observé dans le système des kaons neutres: il est lié à la valeur non nulle de $\Re e \epsilon_K$.

Dans le système $B^0\bar{B}^0$, on s'attend à un effet très faible: on a vu que $?_{12}$ est engendré par les états finals réels accessibles à la fois à B^0 et \bar{B}^0 . Les rapports de branchement de telles transitions sont de l'ordre de 10^{-3} , et ces dernières contribuent avec des amplitudes de signe différent. On s'attend donc à ce que la somme des amplitudes soit au plus de l'ordre de 10^{-3} .

On peut donc développer (1.18), (1.19) et (1.21) en puissance de $\left| \frac{?_{12}}{\mathcal{M}_{12}} \right|$, ce qui donne:

$$\Delta? = 2|\mathcal{M}_{12}|\Re e \left(\frac{?_{12}}{\mathcal{M}_{12}} \right), \quad (1.23)$$

$$\Delta m = 2|\mathcal{M}_{12}|, \quad (1.24)$$

$$\frac{q}{p} = \frac{\mathcal{M}_{12}^*}{|\mathcal{M}_{12}|} \left(1 \pm \frac{1}{2} \Re e \left(\frac{?_{12}}{\mathcal{M}_{12}} \right) \right). \quad (1.25)$$

Dans la suite, on suppose que $|?_{12}|$ est nul. En conséquence:

$$\frac{q}{p} = \frac{\mathcal{M}_{12}^*}{|\mathcal{M}_{12}|}, \quad (1.26)$$

c'est à dire qu'on néglige la violation de CP dans le mélange.

1.2.2 Violation dans la désintégration

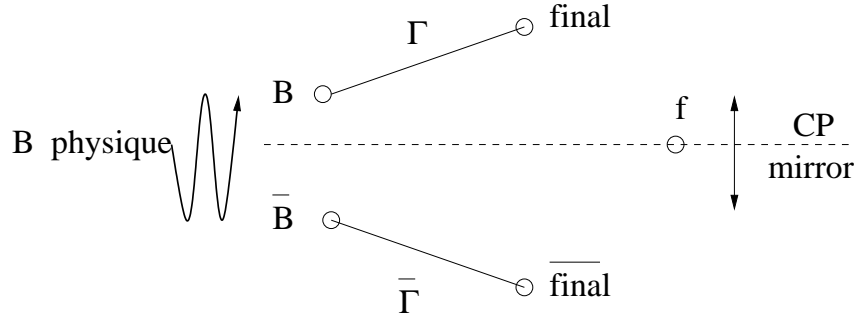


FIG. 1.1 – Schéma illustratif de la violation de CP dans la désintégration: si deux désintégrations sont transformées l'une de l'autre par CP, alors une différence dans leur taux de branchement est la signature de la violation de CP dans ce canal. Sur le dessin, ce canal est symbolisé par $B \rightarrow \text{final}$, dont le transformé par CP est $\bar{B} \rightarrow \overline{\text{final}}$. Les mésons B peuvent être neutres ou chargés.

On considère ici un état final f , dont la transformation suivant CP vérifie:

$$\begin{aligned} CP|f\rangle &= \omega_f|\bar{f}\rangle, \\ CP|\bar{f}\rangle &= \omega_f^*|f\rangle. \end{aligned} \quad (1.27)$$

On définit les amplitudes de désintégration A_f et $\bar{A}_{\bar{f}}$ (de la même façon, $A_{\bar{f}}$ et \bar{A}_f) par:

$$A_f = \langle f | \mathcal{H}_{eff} | B^0 \rangle, \quad \bar{A}_{\bar{f}} = \langle \bar{f} | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B}^0 \rangle, \quad (1.28)$$

où \mathcal{H}_{eff} est l'hamiltonien effectif de désintégration.

La symétrie CP relie A_f et $\bar{A}_{\bar{f}}$. En toute généralité, chacun de ces termes contient deux types de phases. Le premier provient de coefficients complexes dans les termes du lagrangien contribuant à l'amplitude. Ils se transforment en leur conjugué sous l'effet de la symétrie CP. On verra dans le chapitre suivant que le Modèle Standard autorise la présence de tels termes dans les couplages faibles chargés. On appelle donc ces phases “phases faibles”. Le deuxième type de phase n'apparaît pas directement dans le lagrangien, mais lors de processus mettant en jeu des contributions dues à des états intermédiaires réels, qui se recombinent via des processus non perturbatifs de QCD. C'est pourquoi on appelle ces phases “phases fortes”. On écrit donc, pour un terme A_i intervenant dans le calcul de l'amplitude de désintégration: $A_i = |A_i|e^{i\delta}e^{i\phi}$, où δ représente la phase forte et ϕ la phase faible.

Il y a violation de CP dans la désintégration lorsque:

$$\left| \frac{\bar{A}_{\bar{f}}}{A_f} \right| \neq 1. \quad (1.29)$$

Il est clair que, dans l'hypothèse où un seul terme A_i intervient dans le calcul de l'amplitude, les phases disparaissent de (1.29): si il n'y a pas deux amplitudes au moins contribuant à la désintégration, aucune violation de CP ne peut avoir lieu. En pratique, l'une des deux amplitudes est souvent beaucoup plus petite que l'autre: par exemple, $|A_2| \ll |A_1|$. La relation (1.29) donne alors, au premier ordre en $|A_2|/|A_1|$:

$$\left| \frac{\bar{A}_f}{A_f} \right| \approx 1 + 4 \frac{|A_2|}{|A_1|} \sin(\phi_2 \perp \phi_1) \sin(\delta_2 \perp \delta_1) \neq 1. \quad (1.30)$$

La violation de CP dans la désintégration exige donc que les deux amplitudes aient **à la fois** des phases faibles et fortes différentes. Cette dernière condition est particulièrement problématique, car il est difficile de calculer le terme $\sin(\delta_2 \perp \delta_1)$: il dépend de modèles non perturbatifs sujets à de grandes incertitudes théoriques. Ce terme pollue donc la mesure du paramètre $\sin(\phi_2 \perp \phi_1)$ violant CP.

Le dernier type de violation de CP permet de s'affranchir de ce problème, en utilisant l'oscillation comme seconde amplitude de désintégration.

1.2.3 Violation de CP dans l'interférence entre le mélange et la désintégration

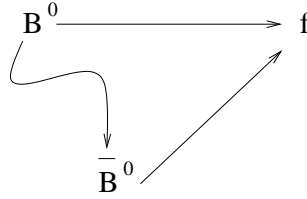


FIG. 1.2 – Schéma illustratif de la violation de CP induite par interférence entre le mélange et la désintégration. f est un état propre de CP, accessible aux deux saveurs du méson B neutre.

Soit un état final, état propre de CP:

$$CP|f_{CP}\rangle = \eta_{CP}|f_{CP}\rangle, \quad (1.31)$$

où η_{CP} est la parité CP intrinsèque de l'état final f . On définit la grandeur suivante:

$$\lambda_{f_{CP}} = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_f}{A_f}. \quad (1.32)$$

Il est important de noter que la transformation (1.5) laisse $\lambda_{f_{CP}}$ invariant. C'est donc une observable physique. Supposons qu'il n'y a violation de CP ni dans le mélange, ni dans la désintégration. Alors, $\lambda_{f_{CP}}$ est de module 1.

Dans la section suivante, on prouve que la condition suivante est suffisante pour établir que la symétrie CP est violée:

$$\Im m \lambda_{f_{CP}} \neq 0. \quad (1.33)$$

Ce type de violation de CP présente l'avantage de ne pas faire intervenir de phases fortes, mais nécessite une étude temporelle de la désintégration: en effet, l'amplitude d'oscillation joue ici le rôle dévolu à la deuxième amplitude dans le cas de la violation de CP dans la désintégration. L'effet d'interférence induit dépend alors de l'oscillation, qui varie au cours du temps.

1.3 Dépendance temporelle

1.3.1 Evolution temporelle des états propres de saveur

Compte tenu du fait que B_H et B_L diagonalisent (1.3), leur dépendance temporelle découle de (1.2):

$$|B_{H(L)}(t)\rangle = e^{\perp i m_{H(L)} t} |B_{H(L)}(0)\rangle, \quad (1.34)$$

où $m_{H(L)}$ a été calculée en (1.17) (on rappelle que t est le temps propre de $B_{H(L)}$).

On appelle $|B^0(t)\rangle$ et $|\bar{B}^0(t)\rangle$ les états à l'instant propre t de mésons initialement dans les états purs $|B^0\rangle$ et $|\bar{B}^0\rangle$ respectivement. En inversant (1.20) et en tenant compte de (1.34), on obtient:

$$|B^0(t)\rangle = \frac{e^{\perp i m t}}{2} \left(\left[e^{i \delta m t} + e^{\perp i \delta m t} \right] |B^0\rangle + \left[e^{i \delta m t} \perp e^{\perp i \delta m t} \right] \frac{q}{p} |\bar{B}^0\rangle \right) \quad (1.35)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \frac{e^{\perp i m t}}{2} \left(\frac{p}{q} \left[e^{i \delta m t} \perp e^{\perp i \delta m t} \right] |B^0\rangle + \left[e^{i \delta m t} + e^{\perp i \delta m t} \right] |\bar{B}^0\rangle \right)$$

On a introduit les notations m et δm , définies par:

$$m = M \perp i \frac{\Delta?}{2} \quad (1.36)$$

$$\delta m = \frac{1}{2} \left(\Delta m + i \frac{\Delta?}{2} \right). \quad (1.37)$$

La discussion de la section (1.2.1) et l'équation (1.23) nous permettent de négliger $\Delta?$. (1.35) se simplifie donc:

$$|B^0(t)\rangle = g_+(t) |B^0\rangle + \left(\frac{q}{p} \right) g_{\perp}(t) |\bar{B}^0\rangle \quad (1.38)$$

$$|\bar{B}^0(t)\rangle = \left(\frac{p}{q} \right) g_{\perp}(t) |B^0\rangle + g_+(t) |\bar{B}^0\rangle, \quad (1.39)$$

avec

$$g_+(t) = e^{\perp iMt} e^{\perp \frac{?t}{2}} \cos \frac{\Delta mt}{2} \quad (1.40)$$

$$g_\perp(t) = i e^{\perp iMt} e^{\perp \frac{?t}{2}} \sin \frac{\Delta mt}{2}. \quad (1.41)$$

Les comportements de $|g_+|$ et $|g_\perp|$ sont illustrés sur la figure 1.3.

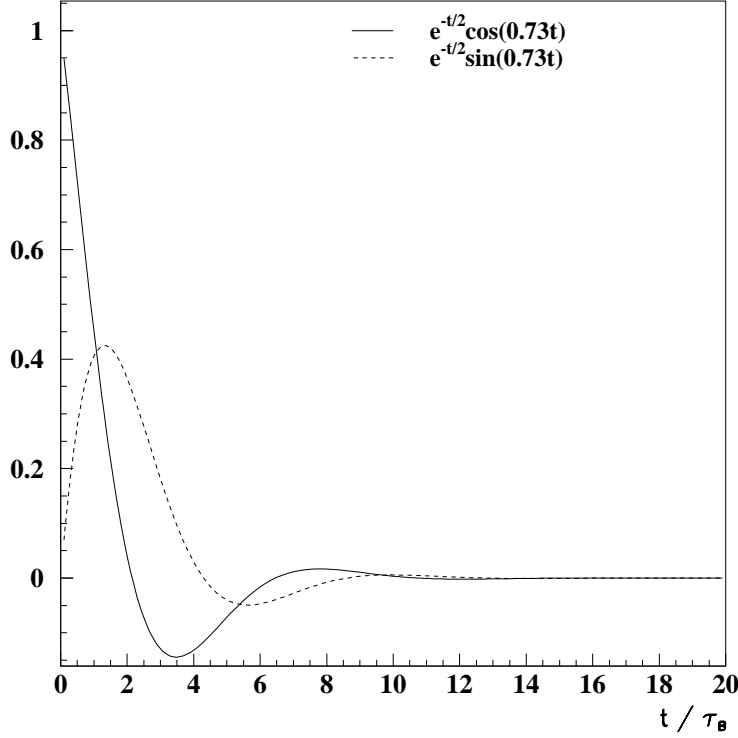


FIG. 1.3 – Graphes des fonctions $|g_+|$ et $|g_\perp|$ en fonction du temps, calculé en unité du temps de vie τ_B du méson B (on a utilisé la valeur $\frac{\Delta m}{?} = 0.730$ [35]).

1.3.2 Distribution dépendante du temps et violation de CP

A partir des équations (1.40)–(1.41) et (1.28), on peut écrire:

$$\begin{aligned} A_{f_{CP}}(t) &= g_+(t)A_{f_{CP}} + \left(\frac{q}{p}\right)g_\perp(t)\bar{A}_{f_{CP}} \\ \bar{A}_{f_{CP}}(t) &= \left(\frac{p}{q}\right)g_\perp(t)A_{f_{CP}} + g_+(t)\bar{A}_{f_{CP}}. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Supposons qu'on puisse préparer le méson B dans un état initial $|B^0\rangle$ ou $|\bar{B}^0\rangle$ pur (cette hypothèse est discutée au chapitre 4). La probabilité de transition de cet état vers f_{CP} à l'instant t est proportionnelle au module de l'amplitude au carré, soit :

$$\begin{aligned}\mathcal{P}(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) &\propto |A_{f_{CP}}|^2 e^{\pm 2t} \left(\frac{1 + |\lambda_f|^2}{2} + \frac{1 \pm |\lambda_f|^2}{2} \cos(\Delta m t) \pm \Im m \lambda_f \sin(\Delta m t) \right) \\ \mathcal{P}(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) &\propto \frac{|\bar{A}_{f_{CP}}|^2}{|\lambda_f|^2} e^{\pm 2t} \left(\frac{1 + |\lambda_f|^2}{2} \pm \frac{1 \pm |\lambda_f|^2}{2} \cos(\Delta m t) + \Im m \lambda_f \sin(\Delta m t) \right)\end{aligned}\tag{1.43}$$

Dans la suite on étudie des modes de désintégration pour lesquels on suppose qu'il n'y a pas de violation de CP dans la désintégration, et on néglige la violation de CP dans le mélange, comme il a été mentionné en 1.2.3. Dans ces conditions, on a :

$$|\lambda_f| = 1,\tag{1.44}$$

et les équations précédentes se simplifient

$$\mathcal{P}(B^0(t) \rightarrow f_{CP}) \propto e^{\pm 2t} (1 \pm \Im m \lambda_f \sin(\Delta m t))\tag{1.45}$$

$$\mathcal{P}(\bar{B}^0(t) \rightarrow f_{CP}) \propto e^{\pm 2t} (1 + \Im m \lambda_f \sin(\Delta m t)).\tag{1.46}$$

Dans les équations ci-dessus, la condition (1.33) apparaît clairement : si $\Im m \lambda_f \neq 0$, les deux probabilités de désintégration ne sont pas égales, ce qui est donc une preuve de la violation de CP.

Dans la suite, on considère uniquement ce type de violation de CP ; on pose donc :

$$\lambda_{f_{CP}} = \eta_{f_{CP}} e^{\pm 2i(\phi_B + \phi_f)},\tag{1.47}$$

où la phase faible ϕ_B provient du mélange ($\pm 2\phi_B = \arg(\frac{q}{p})$), et la phase forte ϕ_f apparaît dans A_f .

En conclusion, ce chapitre a rappelé le formalisme des oscillations dans le système $B^0\bar{B}^0$, et l'évolution temporelle d'une transition d'un de ces états vers un état final de désintégration. Si cet état final est état propre de CP, cette évolution temporelle peut exhiber une violation de CP, grâce à l'interférence entre la désintégration et l'oscillation de l'état initial. Le paramètre déterminant est alors $\Im m \lambda_f$. Le chapitre suivant fait un rappel du Modèle Standard, grâce auquel il est possible de relier la valeur du paramètre λ_f aux processus physiques mis en jeu.

Chapitre 2

Violation de CP et Modèle Standard

Dans ce chapitre, un bref rappel sur le lagrangien du Modèle Standard sert d'introduction à une discussion sur les conditions d'apparition de la violation de CP, puis sur la matrice CKM. On s'inspire très largement de la référence [45]. Une présentation détaillée du Modèle Standard fait l'objet de nombreuses publications traitant de la physique des particules: nous ne soulignons ici que les points d'importance pour l'étude de la violation de CP. Notons également que la violation de CP peut mettre en évidence une physique *au-delà* du Modèle Standard. C'est d'ailleurs pourquoi le programme de recherche de l'expérience BaBar inclue un grand nombre de mesures indépendantes des paramètres de la matrice CKM: ces mesures peuvent se révéler incompatibles entre elles, dans le cadre du Modèle Standard.

2.1 Lagrangien du Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules repose sur deux formalismes fondamentaux.

- La *théorie des champs* permet de s'assurer que le formalisme répond aussi bien aux impératifs de la mécanique quantique qu'à ceux de la relativité restreinte.
- Le formalisme des *champs de jauge* assure la renormalisabilité de la théorie. En outre, il sépare distinctement les fermions, constituants fondamentaux de la matière (donnés *a priori*), des bosons vectoriels, dont l'existence découle de la présence d'une symétrie de jauge dans le lagrangien de la théorie.

Le Modèle Standard d'interaction des particules fondamentales est défini par les quatre éléments suivants:

- les particules considérées;
- les groupes de symétrie du lagrangien;
- un modèle de brisure de certaines de ces symétries, si nécessaire;
- les types de représentation des particules pour ces groupes de symétrie.

2.1.1 Particules du Modèle Standard

Le contenu en fermion du Modèle Standard est le suivant:

1. les quarks u, c, t, d, s, b ;
2. les leptons e, μ, τ , et ν_e, ν_μ, ν_τ .

Si on regroupe par paires ces différents fermions (ce qui est justifié par le choix de symétrie de jauge ci-dessous), on a donc trois groupes, ou générations, de particules.

2.1.2 Les groupes de symétrie du lagrangien

Le groupe de jauge du Modèle Standard est:

$$SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y. \quad (2.1)$$

$SU(3)_C$ et $SU(2)_L \times U(1)_Y$ permettent de rendre compte respectivement des interactions forte et électrofaible. Dans ce formalisme, les bosons vectoriels, W^\pm , Z^0 , ainsi que les photons et les gluons sont les générateurs (ou une combinaison linéaire de ces générateurs) des groupes de symétrie de jauge.

2.1.3 Représentations des particules pour ces groupes de symétrie

Le choix du groupe de jauge ci-dessus entraîne une organisation des particules suivant les représentations du groupe. Afin de rendre compte de leurs propriétés et de leurs interactions, ces fermions sont ordonnés suivant les cinq représentations suivantes:

$$Q_{Li}^I(3, 2)_{+1/6}, \quad u_{Ri}^I(3, 1)_{+2/3}, \quad d_{Ri}^I(3, 1)_{-1/3}, \quad L_{Li}^I(1, 2)_{-1/2}, \quad l_{Ri}^I(1, 1)_{-1} \quad (2.2)$$

- Ces représentations séparent les fermions en deux catégories, suivant leur chiralité: L pour une chiralité gauche et R pour une chiralité droite.
- On remarque l'absence d'un terme $\nu_{Ri}^I(1, 1)_{-1}$, justifiée expérimentalement par l'absence d'interaction des neutrinos droits.
- L'indice I signifie que ces représentations concernent les états propres d'interaction. On verra que la différence entre états propres d'interaction et états propres de masse joue un rôle fondamental dans l'apparition de la violation de CP.
- La symétrie $SU(3)_C$, qui rend compte de l'existence des gluons, ne concerne que les quarks. En conséquence, chaque quark est un triplet du groupe $SU(3)_C$, alors que les leptons et les neutrinos en sont des singlets. Dans (2.2), ceci est visible dans la valeur du premier terme entre parenthèse: les trois premières représentations dans (2.2) concernent les quarks, les deux dernières les leptons et les neutrinos.
- Les indices rationnels sont les hypercharges sous $U(1)_Y$ de chaque représentation.

- De même $SU(2)_L$ ne concerne que les fermions gauches, qui sont alors dans des doublets, alors que les fermions droits sont dans des singlets (*c.f.* le deuxième chiffre entre parenthèse). L'indice i indique le numéro (ou génération) du doublet:

$$Q_{Li}^I \{i = 1, 2, 3\} = \begin{pmatrix} u^I \\ d^I \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c^I \\ s^I \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t^I \\ b^I \end{pmatrix}_L \quad (2.3)$$

$$L_{Li}^I \{i = 1, 2, 3\} = \begin{pmatrix} e^I \\ \nu_e^I \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu^I \\ \nu_\mu^I \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^I \\ \nu_\tau^I \end{pmatrix}_L. \quad (2.4)$$

- Les bosons, W^\pm et Z^0 , ont des masses non nulles, contrairement aux gluons, ce qui nécessite un mécanisme de brisure de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$.

2.2 Le secteur de Yukawa

2.2.1 Bosons de Higgs

Afin de briser la symétrie de jauge, le Modèle Standard suppose l'existence d'un seul boson scalaire de représentation $\phi(1, 2)_{+1/2}$, appelé boson de Higgs. Celui-ci développe une valeur moyenne dans le vide $\langle \Omega | \phi | \Omega \rangle \neq 0$ qui brise la symétrie de jauge. Comme le boson de Higgs peut interagir avec les fermions, il existe dans le lagrangien des termes de couplage, appelés couplages de Yukawa. Leur présence s'avère fondamentale car ils constituent, dans le secteur électrofaible, la seule partie du lagrangien pouvant violer CP.

2.2.2 Couplages de Yukawa

Les termes de couplage Higgs-fermions qu'il est possible de rajouter au lagrangien sans briser (2.1) sont: $\overline{Q}_{Li}^I \phi d_{Rj}^I$, $\overline{Q}_{Li}^I \phi u_{Rj}^I$, ou $\overline{L}_{Li}^I \phi l_{Rj}^I$, ainsi que les termes hermitiens conjugués. En toute généralité, on peut donc écrire:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = Y_{ij}^d \overline{Q}_{Li}^I \phi d_{Rj}^I + Y_{ij}^u \overline{Q}_{Li}^I \phi u_{Rj}^I + Y_{ij}^l \overline{L}_{Li}^I \phi l_{Rj}^I + \text{h.c.},$$

où $Y_{ij}^d, Y_{ij}^u, Y_{ij}^l$ sont des paramètres libres complexes.

Pour se convaincre que ce secteur viole CP, il suffit de remarquer que le transformé par CP d'un terme $\overline{Q}_{Li}^I \phi d_{Rj}^I$ est $\overline{d}_{Rj}^I \phi^\dagger Q_{Li}^I$. Ces deux termes sont présents dans \mathcal{L}_{Yukawa} , mais avec les coefficients Y_{ij}^d et Y_{ij}^{d*} respectivement. La situation est identique pour les termes Y_{ij}^u et Y_{ij}^l . On en déduit que CP n'est pas une symétrie du lagrangien si les trois matrices Y^f ne sont pas réelles.

Conventions de phase

En fait, la condition $Y^f = Y^{f*}$ n'est pas triviale, en ce sens qu'un grand nombre de phases ne sont pas physiques: chaque matrice Y^f est 3×3 complexe, ce qui représente

27 modules et 27 phases. Mais on peut vérifier que le lagrangien du Modèle Standard, *en l'absence du terme de Yukawa*, possède la symétrie globale:

$$U(3)_Q \times U(3)_{u_R} \times U(3)_{d_R} \times U(3)_L \times U(3)_{l_R}. \quad (2.5)$$

En d'autres termes, une rotation unitaire de chaque représentation (2.2) dans l'espace des trois générations laisse le lagrangien invariant. Rappelons qu'une matrice unitaire 3×3 a 3 modules et 6 phases indépendants. Il y a 5 représentations, donc 15 modules et 30 phases, qui peuvent être absorbés par cet ensemble de transformations.

La présence du terme de Yukawa dans le lagrangien limite la symétrie globale à:

$$U(1)_B \times U(1)_e \times U(1)_\mu \times U(1)_\tau, \quad (2.6)$$

ce qui représente 4 phases que les rotations précédentes ne peuvent absorber. Les Y^f correspondent donc à $27 \perp 15 = 12$ modules et $27 \perp 30 + 4 = 1$ phase indépendants. Compte tenu de la relation $Y^f = Y^{f*}$, cette unique phase est responsable de la non-conservation de CP dans le lagrangien du Modèle Standard. On revient sur cette conclusion à la section 2.3.

Termes de masse

Après brisure spontanée de symétrie, le lagrangien de Yukawa prend la forme d'une série de termes de masse pour les fermions:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} \rightarrow \mathcal{L}_M = M_{ij}^d \overline{d_{L_i}^I} d_{R_j}^I + M_{ij}^u \overline{u_{L_i}^I} u_{R_j}^I + M_{ij}^l \overline{l_{L_i}^I} l_{R_j}^I + \text{h.c.} . \quad (2.7)$$

On note que l'absence de représentation pour les neutrinos droits entraîne l'absence d'un terme dans (2.5), susceptible, après brisure spontanée, de donner un terme de masse pour les neutrinos dans (2.7).

La construction du lagrangien a nécessité l'utilisation d'une base d'interaction pour la définition des fermions du Modèle Standard. A présent, il est souhaitable de se ramener à la base plus intuitive des termes de masse, définie précisément comme la base diagonalisant les matrices M^f . On obtient cette base par rotation de la base d'interaction: V_L^f et V_R^f (avec $f = u, d, l, \nu$), matrices unitaires 3×3 vérifiant $V_L^f M_f V_R^{f\dagger} = D^f$ diagonale, transforment la base d'interaction suivant:

$$f_L = V_L^f \cdot f_L^I \quad (2.8)$$

$$f_R = V_R^f \cdot f_R^I. \quad (2.9)$$

En conséquence de la remarque ci-dessus, V_L^ν est arbitraire. Cette remarque est d'importance car elle entraîne l'absence de violation de CP dans les courants chargés leptoniques.

Conséquences sur les courants

Le changement de base des états de quarks transforme le lagrangien des couplages chargés suivant:

$$\mathcal{L}_{W^\pm} = \frac{g}{\sqrt{2}} \overline{u}_{Li} \gamma^\mu (V_L^u V_L^{d\dagger})_{ij} d_{Lj} W_\mu^\pm + \text{h.c.}, \quad (2.10)$$

où les champs de quark sont dans leur représentation de masse et non d'interaction (ce qui est souligné par l'absence de l'indice "I"). Il apparaît donc un coefficient matriciel complexe $(V_L^u V_L^{d\dagger})_{ij}$, dont la phase est précisément un exemple de phase faible, anticipée au chapitre précédent. Notons à cet égard que ce terme de phase apparaît:

- *uniquement* dans les couplages chargés; en effet, les couplages neutres introduisent des termes $(V_L^f V_L^{f\dagger})_{ij} = \delta_{ij}$.
- *uniquement* dans le secteur des quarks; un terme comparable à (2.10) dans le secteur leptonique ferait apparaître un coefficient $(V_L^\nu V_L^{l\dagger})_{ij}$. Or, V_L^ν est arbitraire, et peut donc être choisi égal à V_L^l . La matrice CKM leptonique dégénère alors en la matrice identité.

On appelle matrice CKM la matrice $V_{CKM} = V_L^u V_L^{d\dagger}$, du nom de N. Cabibbo, M. Kobayashi, et T. Maskawa ([22],[41]). Par construction, V_{CKM} est une matrice unitaire:

$$V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = V_{CKM} V_{CKM}^\dagger = Id. \quad (2.11)$$

2.3 Matrice CKM et triangles d'unitarité

L'écriture matricielle de V_{CKM} dépend de l'ordre, arbitraire, dans lequel on considère les trois générations de quarks. En ordonnant lignes et colonnes suivant l'ordre croissant des masses des quarks, on obtient:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (2.12)$$

Avec ces notations, et compte tenu de (2.10), chaque vertex de courant chargé fait apparaître une phase faible. La figure 2.1 spécifie les conventions adoptées dans la suite de l'exposé.

La définition (2.12) n'est pas utilisable sous cette forme, car trop générale: on a vu plus haut que, pour trois générations, une seule phase indépendante subsiste dans les termes Y^f , qui donnent naissance à V_{CKM} . On peut retrouver ce résultat dans le décompte des paramètres de la matrice elle-même. Celle-ci est $N \times N$ unitaire. Elle a donc $\frac{N(N-1)}{2}$ modules et $\frac{N(N+1)}{2}$ phases. Mais ces phases ne sont pas toutes pertinentes, car elles dépendent des conventions de phases arbitraires choisies pour les champs de quarks. Dans

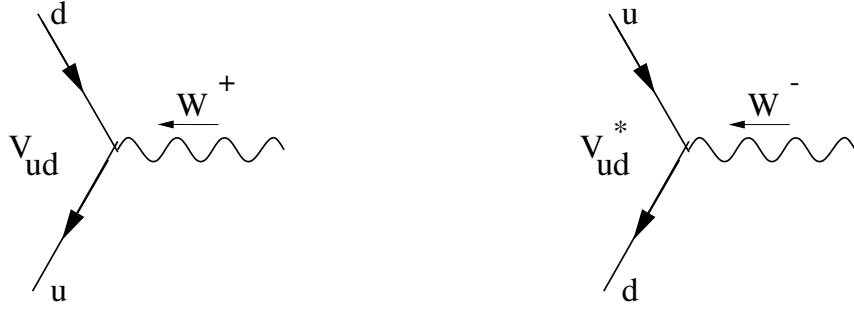


FIG. 2.1 – Conventions utilisées pour les termes de la matrice CKM apparaissant à un vertex d'interaction de courants faibles chargés: u et d valent respectivement pour u, c, t et d, s, b . Les différents cas mettant en jeu les antiquarks s'en déduisent: les graphes de gauche et de droite correspondent respectivement aux termes $V_{ud}\bar{u}_L\gamma^\mu d_L W_\mu^+$ et $V_{ud}^*\bar{d}_L\gamma^\mu u_L W_\mu^-$ de l'équation (2.10).

(2.10), un changement $u_{Li} \rightarrow e^{\phi(i)} u_{Li}$ et $d_{Lj} \rightarrow e^{\psi(j)} d_{Lj}$ doit laisser le lagrangien invariant. La matrice CKM doit donc se transformer suivant: $V_{ij} \rightarrow e^{\phi(i)} e^{\psi(j)} V_{ij}$. Il y a $2N \pm 1$ différences de phases indépendantes arbitraires, donc il reste:

$$\frac{N(N+1)}{2} \pm (2N \pm 1) = \frac{(N \pm 1)(N \pm 2)}{2} \text{ phases.}$$

Pour $N = 3$, on retrouve le résultat de la section 2.2: une unique phase est responsable de la violation de CP dans le Modèle Standard, et on choisit les conventions de phase de telle sorte que la matrice CKM exhibe uniquement cette phase. V_{CKM} a donc quatre paramètres indépendants: trois modules et une phase. Dans le cas de deux générations, cette phase n'existerait pas et il faudrait un autre mécanisme pour expliquer la violation de CP dans le système des K .

Pour étudier la matrice CKM, on définit à présent ces 4 paramètres, en soulignant les raisons expérimentales qui président à leur choix.

2.3.1 Choix de paramètres de V_{CKM}

La première étape consiste à tenir compte de l'unitarité de V_{CKM} , ce qui revient à ne conserver explicitement que 4 paramètres. La représentation standard est ainsi définie par la composition de trois rotations, dont une est complexe, dans l'espace des familles de quarks. En notant θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} et δ les trois angles et la phase correspondante, on obtient:¹

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{\pm i\delta} \\ \pm s_{12}c_{23} \pm c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} \pm s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} \pm c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & \pm c_{12}s_{23} \pm s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

1. s_{ij} et c_{ij} valent respectivement pour $\sin \theta_{ij}$ et $\cos \theta_{ij}$.

D'autres conventions sont possibles, mais celle-ci présente les avantages suivants:

- s_{13} est égal à $|V_{ub}|$, dont on sait que la valeur est faible, de l'ordre de 10^{-4} . En conséquence $c_{13} \sim 1$ est une très bonne approximation, et les termes V_{ud} , V_{us} , V_{cb} , et V_{tb} sont également donnés dans 2.13 par un seul paramètre jusqu'à l'ordre 10^{-4} . Ceci simplifie les comparaisons entre paramètres et résultats expérimentaux;
- s_{23} est directement relié à la transition $b \rightarrow c$.
- la violation de CP, présente au niveau de la phase δ , est explicitement considérée comme supprimée, car multipliée par s_{13} .

Pour rendre ces remarques plus quantitatives, on utilise un développement dû à Wolfenstein [56], et généralisé par Buras *et al* [20];

On définit $\lambda = s_{12}$, $A\lambda^2 = s_{23}$, et $s_{13}e^{\pm i\delta} = A\lambda(\rho \pm i\eta)$. L'ordre de grandeur de ces termes est déterminé par $\lambda \sim 0.22$ (on discute cette valeur expérimentale plus loin). En remplaçant terme à terme ces paramètres dans (2.13), on peut faire un développement à tout ordre en λ . Dans le cadre de BABAR, un développement jusqu'à l'ordre 4 suffit en pratique, ce qui correspond au résultat initial de Wolfenstein:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 \pm \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho \pm i\eta) \\ \pm \lambda & 1 \pm \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 \pm \rho \pm i\eta) & \pm A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4). \quad (2.14)$$

Notons que (2.14) n'est unitaire qu'à $\mathcal{O}(\lambda^3)$ près. L'utilisation des termes d'ordre λ^5 permet de définir les deux paramètres

$$\bar{\rho} = \rho(1 \pm \frac{\lambda^2}{2}) \quad (2.15)$$

$$\bar{\eta} = \eta(1 \pm \frac{\lambda^2}{2}). \quad (2.16)$$

L'équation 2.14 permet, avec les relations d'unitarité, de donner une représentation géométrique de la matrice CKM.

2.3.2 Triangle d'unitarité

On écrit dorénavant $V \equiv V_{CKM}$. En développant les deux équations de (2.11), on obtient :

$$\sum_k V_{ik} V_{jk}^* = \delta_{ij} \quad (2.17)$$

$$\sum_k V_{ki} V_{kj}^* = \delta_{ij}, \quad (2.18)$$

soit 6 relations d'orthogonalité ($i \neq j$) indépendantes. Pour rendre ces relations plus “parlantes”, on note que trois nombres complexes dont la somme s'annule peuvent s'interpréter

géométriquement, dans le plan complexe, comme les côtés d'un triangle. Par exemple, (2.18) donne:

$$(a) \quad ds \quad \frac{V_{ud}V_{us}^*}{\lambda} + \frac{V_{cd}V_{cs}^*}{\lambda} + \frac{V_{td}V_{ts}^*}{\lambda^5} = 0, \quad (2.19)$$

$$(b) \quad sb \quad \frac{V_{us}V_{ub}^*}{\lambda^4} + \frac{V_{cs}V_{cb}^*}{\lambda^2} + \frac{V_{ts}V_{tb}^*}{\lambda^2} = 0, \quad (2.20)$$

$$(c) \quad db \quad \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{\lambda^3} + \frac{V_{cd}V_{cb}^*}{\lambda^3} + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{\lambda^3} = 0. \quad (2.21)$$

L'ordre de grandeur de chaque terme en puissance de λ , indiqué sous chacune de ces trois relations d'orthogonalité, et illustré sur la figure 2.2, montre clairement que seule la relation (2.21) correspond à un triangle dont les angles sont ouverts. Comme les angles sont directement liés à l'ordre de grandeur de la violation de CP, et comme (2.21) apparaît naturellement dans la physique des mésons B_d , on comprend intuitivement que le système $B^0\bar{B}^0$ est un secteur privilégié pour l'étude de la violation de CP. Il faut noter que (2.17)

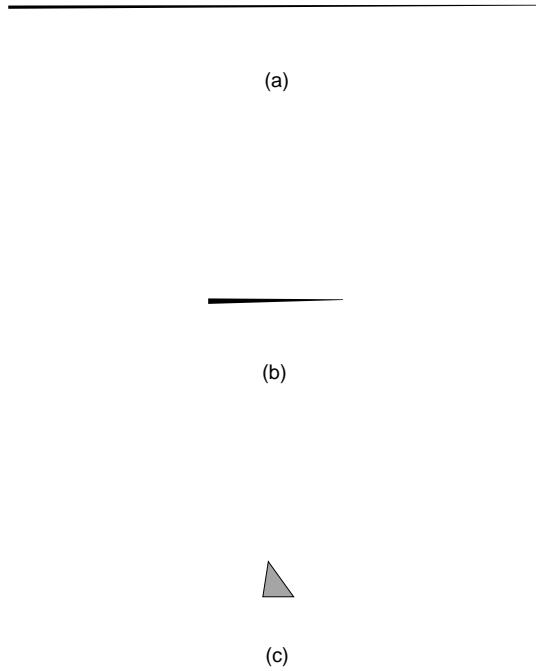
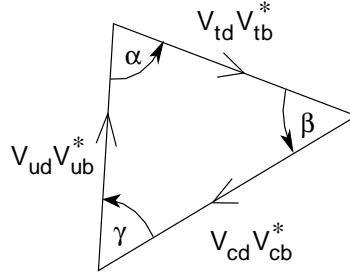


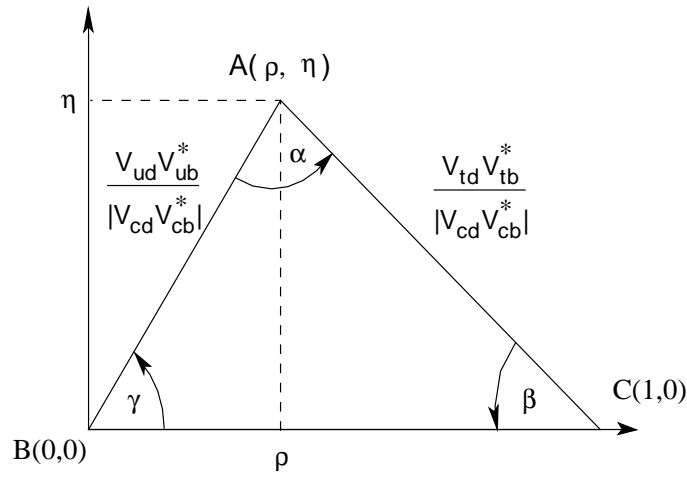
FIG. 2.2 – *Triangles d'unitarité illustrant les relations (2.19)-(2.21): les magnitudes relatives des côtés sont respectées.*

donne également lieu à un triangle dont tous les côtés sont de même ordre de grandeur. Dans l'approximation de V obtenue en (2.14), ces deux triangles sont identiques, et on ne fait plus référence dans la suite qu'à un seul triangle d'unitarité, défini par (2.21).

On peut normaliser le côté $V_{cd}V_{cb}^*$ et choisir les axes du plan pour se ramener à la figure (2.3) b). Le triangle est alors entièrement déterminé par la donnée du couple (ρ, η) .



(a)



(b)

FIG. 2.3 – Représentation géométrique du triangle d'unitarité découlant de 2.21: en toute généralité (a); après rotation et normalisation à l'unité de la base \overline{BC} (b).

Les paramètres du triangle d'unitarité sont alors:

– Les côtés:

$$R_u \equiv AB \equiv \sqrt{\rho^2 + \eta^2} = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{ub}}{V_{cb}} \right|, \quad (2.22)$$

$$R_t \equiv AC \equiv \sqrt{(1 - \rho)^2 + \eta^2} = \frac{1}{\lambda} \left| \frac{V_{td}}{V_{cb}} \right|. \quad (2.23)$$

– Les angles:

$$\alpha \equiv \arg \left[\pm \frac{V_{td} V_{tb}^*}{V_{ud} V_{ub}^*} \right], \quad (2.24)$$

$$\beta \equiv \arg \left[\pm \frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right], \quad (2.25)$$

$$\gamma \equiv \arg \left[\pm \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right]. \quad (2.26)$$

Transitions virtuelles du système $B^0\bar{B}^0$

On peut à présent expliciter le coefficient $\frac{q}{p}$ introduit au chapitre précédent. Dans le Modèle Standard, ce terme de mélange provient (au premier ordre) des diagrammes en boîte de la figure 2.4:

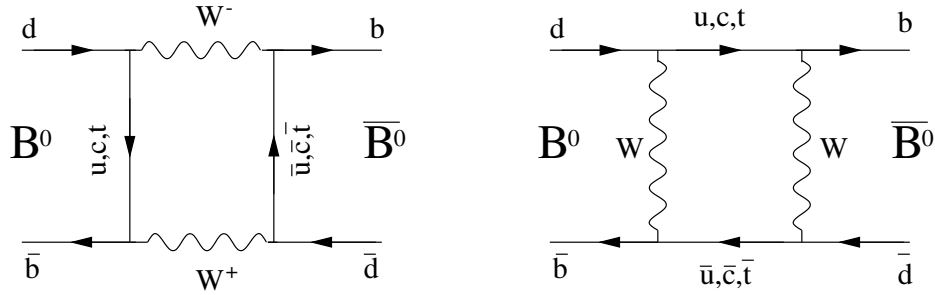


FIG. 2.4 – Diagrammes de Feynman responsables du terme de mélange \mathcal{M}_{12} dans le système $B^0\bar{B}^0$. La contribution dominante est due au quark t .

On peut montrer en calculant l'amplitude de ces diagrammes que:

$$\mathcal{M}_{12} \propto (V_{qb}^*V_{qd} m_q)^2. \quad (2.27)$$

Or d'après (2.14), $V_{qb}V_{qd}^* = \mathcal{O}(\lambda^3)$ quel que soit $q = u, c, t$. \mathcal{M}_{12} est donc très largement dominée par le diagramme contenant le top. On en déduit:

$$\frac{q}{p} \approx \frac{\mathcal{M}_{12}^*}{|\mathcal{M}_{12}|} = \frac{V_{tb}^*V_{td}}{V_{tb}V_{td}^*} = e^{\pm 2i\beta}. \quad (2.28)$$

Au chapitre suivant, où sont présentés les canaux d'analyse de la violation de CP sur lesquels on a travaillé, on voit que c'est le paramètre $\sin 2\beta$ qui est mesuré expérimentalement.

Avant de conclure ce chapitre, il est utile de faire un rappel des résultats connus sur les paramètres de la matrice CKM.

2.3.3 Contraintes expérimentales sur le triangle d'unitarité

Pour conclure ce chapitre, il est utile de faire une revue des résultats actuels sur la mesure des différents paramètres de la matrice CKM, et des contraintes correspondantes dans le plan (ρ, η) . On se contente de signaler quelques points saillants, et on renvoie le lecteur aux références [21][26] pour des études plus exhaustives.

Mesure des amplitudes $|V_{u_i d_j}|$

Notons en guise d'introduction que les amplitudes $|V_{u_i d_j}|$, où $u_i \in \{u, c, t\}$ et $d_j \in \{d, s, b\}$, sont mesurées principalement dans les désintégrations semi-leptoniques ($d_j \rightarrow u_i e^\pm \bar{\nu}_e$). Dans le cas où seul un diagramme à l'ordre des arbres contribue, la section efficace dépend d'une seule de ces amplitudes. Les formules théoriques demeurent toutefois entachées d'une incertitude liée à la partie non-perturbative du processus: hadronisation et interactions dans l'état final.

On peut citer les résultats expérimentaux suivants.

- **Mesure de $|V_{ud}|$** : on tire parti de la transition $d \rightarrow u e^\pm \bar{\nu}_e$ qui est sous-jacente aux désintégrations β de nucléons, de neutrons, ou de pions. La première de ces méthodes donne, sous certaines conditions, les meilleurs résultats:

$$V_{ud} = 0.97400 \pm 0.00014(\text{exp.}) \pm 0.00048(\text{théo.})[53]. \quad (2.29)$$

- **Mesure de $|V_{us}|$** : l'analyse des désintégrations semi-leptoniques de l'hypéron et des kaons, suivant $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ par exemple, permettent les mesures les plus précises, bien que l'utilisation de l'hypéron soit sujette à des incertitudes théoriques. Actuellement, on a

$$|V_{us}| = 0.2200 \pm 0.0017(\text{exp.}) \pm 0.0018(\text{théo.})[36]. \quad (2.30)$$

- **Mesure de $|V_{ub}|$** : LEP[43] et CLEO[16] ont mesuré $|V_{ub}|$ par une méthode exclusive dans le premier cas (reconstruction du canal $B^0 \rightarrow \rho^\pm \ell^\pm \nu_\ell$), et par une méthode inclusive, utilisant une large fraction des désintégrations du type $b \rightarrow u \ell^\pm \bar{\nu}_\ell$, dans le second cas. Les résultats sont les suivants:

$$\begin{aligned} |V_{ub}| &= (32.5 \pm 2.9 \pm 5.5) \times 10^{-4} & \text{CLEO} \\ |V_{ub}| &= (41.3 \pm 6.3 \pm 3.1) \times 10^{-4} & \text{LEP.} \end{aligned}$$

- **Mesure de $|V_{cb}|$** : à l'instar de $|V_{ub}|$, l'amplitude $|V_{cb}|$ peut être mesurée par des méthodes exclusives ou inclusives, respectivement dans les canaux $B^0 \rightarrow D^{*\pm} \ell^\pm \nu_\ell$ [44] [6] et $B \rightarrow X_c \ell \bar{\nu}_\ell$ [5]. Les auteurs de [26] en tire la moyenne:

$$|V_{cb}| = (41.0 \pm 1.6) \times 10^{-4}. \quad (2.31)$$

- **Mesure de $|V_{cd}|$** : le processus permettant la mesure de cette amplitude est la production d'événements dimuons dans la réaction profondément inélastique d'un neutrino (ou antineutrino) sur un noyau [2], de type

$$\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu \mu^+ \mu^\pm X. \quad (2.32)$$

Il s'avère que le second muon provient de la désintégration faible d'un quark c . Le processus (2.32) est en réalité la succession des deux réactions sous-jacentes

$$\begin{aligned} \nu_\mu d &\rightarrow c \mu^\pm \\ c &\rightarrow s \mu^\pm \nu_\mu, \end{aligned}$$

et la section efficace de la première réaction fait intervenir $|V_{cd}|$. Elle fait également appel à la description des quarks de la mer du nucléon N et, notamment, à la distribution de quarks d . Des résultats discutés dans la référence [15] permettent de retenir la valeur

$$|V_{cd}| = 0.224 \pm 0.014. \quad (2.33)$$

- **Mesure de $|V_{cs}|$:** Si l'unitarité est supposée, le rapport $\Gamma(W^+ \rightarrow c\bar{q})/\Gamma(W^+ \rightarrow \text{hadrons})$, mesuré au LEP, permet d'obtenir $V_{cs} = 0.989 \pm 0.016$ [35]. Par ailleurs, une mesure directe a été obtenue récemment par OPAL[46], dans l'analyse des désintégrations $W \rightarrow X_c X$, qui vaut

$$V_{cs} = 0.969 \pm 0.058. \quad (2.34)$$

- **Mesure de $|V_{tb}|$:** si on suppose l'unitarité, on peut déduire $|V_{tb}|$ de la comparaison entre la production de quark b dans la désintégration du quark t , et la largeur totale de ce dernier. Cette mesure a été faite à CDF [24] et donne:

$$|V_{tb}| = 0.99 \pm 0.15. \quad (2.35)$$

Contrainte sur le triangle d'unitarité

Afin de rendre compte de la valeur attendue de $\sin 2\beta$, ainsi que d'estimer la compatibilité des diverses mesures susceptibles de contraindre le triangle d'unitarité, des méthodes d'ajustement sont proposées (voir par exemple [26] et [36]). Les contraintes les plus importantes sont les suivantes.

- D'après (2.27), la mesure de Δm_d permet d'estimer $|V_{tb}^* V_{td}|^2$, ce qui correspond à un domaine possible, dans le triangle d'unitarité, qui a la forme d'une couronne centrée au point (1,0). Les mesures actuelles permettent d'évaluer $\Delta m_d = 0.487 \pm 0.014 \text{ } \hbar \text{ ps}^{\perp 1}$. Les mesures de BABAR et BELLE devraient très bientôt diminuer sensiblement l'incertitude sur cette valeur.
- Le rapport $\Delta m_s / \Delta m_d$ introduit également une contrainte forte sur le triangle d'unitarité, car des incertitudes théoriques s'annulent dans le rapport. A l'heure actuelle, seule une limite inférieure est mesurée, $\Delta m_s > 15.0 \text{ ps}^{\perp 1}$ à 95% de niveau de confiance[26].
- Une autre contrainte importante sur le triangle d'unitarité provient de ϵ_K , paramètre de violation de CP dans les oscillations du système $K^0 \bar{K}^0$. On mesure ce paramètre grâce à l'égalité:

$$\epsilon_K = \frac{2}{3}\eta_{+\perp} + \frac{1}{3}\eta_{00}, \quad (2.36)$$

où $\eta_{+\perp}$ (η_{00}) sont les rapports des amplitudes de désintégrations du K_L et du K_S^0 en deux pions chargés (neutres). La référence [35] donne la valeur moyenne: $|\epsilon_K| = (2.271 \pm 0.017) \times 10^{\perp 3}$. Du fait de la contribution de plusieurs termes de la matrice CKM, cette mesure se traduit dans le plan (ρ, η) par une courbe de forme hyperbolique.

– Enfin, $\sin 2\beta$ a déjà été mesuré par différentes expériences.

$$\sin 2\beta = \begin{cases} 0.79 \pm 0.43 & (CDF) & [1] \\ 0.84 \pm 0.91 & (ALEPH) & [14] \\ 3.2 \pm 2.0 & (OPAL) & [3] \end{cases} \quad (2.37)$$

Sur la figure 2.5, on peut voir la région du sommet du triangle d'unitarité, privilégiée par les différentes contraintes discutées ci-dessus. Cette figure suit les recommandations

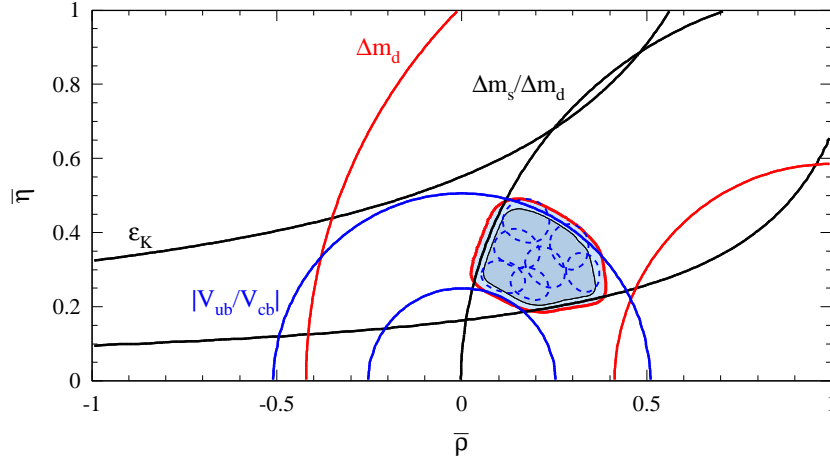


FIG. 2.5 – Contraintes sur le sommet du triangle d'unitarité dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Ces deux variables sont définies par les équations (2.15) et (2.16). Les ellipses sont des contours à 95% C.L. pour différentes valeurs des paramètres théoriques. Cette stratégie est détaillée dans [36].

de la référence [36], qui est fondée sur un ajustement de la matrice CKM pour différentes valeurs, fixées au préalable dans un domaine “raisonnable”, des paramètres théoriques. Cette méthode évite donc d'assigner des distributions de probabilité aux incertitudes correspondantes. Le domaine à 95% C.L. est alors défini comme l'enveloppe des différents contours à 95% C.L., pour les différents points fixes de l'espace des paramètres théoriques. A l'inverse, la méthode “standard” (*c.f.* [26]) fournit un seul contour à 95% C.L., obtenu en traitant uniformément les incertitudes statistiques et les incertitudes systématiques.

Dans cette figure, la mesure de $\sin 2\beta$ apparaîtrait comme un ensemble de deux cônes partant du point $(1,0)$ et inclinés respectivement de β et $\frac{\pi}{2} \pm \beta$. Remarquons qu'un seul demi-plan est dessiné, les résultats non perturbatifs sur l'hadronisation des K favorisant une valeur positive pour $\bar{\eta}$. L'ambiguïté $\beta \rightarrow \beta + \pi$ est donc résolue, mais il reste l'ambiguïté $\beta \rightarrow \frac{\pi}{2} \pm \beta$, qui donne lieu à deux cônes dans le plan (ρ, η) . L'ajout de $\sin 2\beta$ dans la figure 2.5 est reporté à la fin de ce travail.

En conclusion, le Modèle Standard s'accommode parfaitement de la violation de CP, par l'intermédiaire d'un terme complexe apparaissant dans les couplages faibles des états

propres de masse des quarks. Dans le chapitre suivant, nous mettrons à profit le formalisme de la matrice CKM et du triangle d'unitarité dans le cadre de certaines désintégrations des mésons B , qui permettent une mesure “propre” de $\sin 2\beta$.

Chapitre 3

Présentation des canaux étudiés

Après les deux chapitres précédents, qui rappellent le formalisme général servant à l'analyse de la violation de CP dans le système des mésons B , ainsi que le Modèle Standard, ce chapitre décrit plus spécifiquement les canaux servant à la mesure de $\sin 2\beta$ avec les données de la première année de fonctionnement de BABAR. Ces canaux ont plusieurs points communs, en premier lieu le fait que la désintégration sous-jacente du quark b est $b \rightarrow c\bar{c}s$. On explique tout d'abord la raison pour laquelle ce mode permet l'extraction de $\sin 2\beta$ sans aucune incertitude théorique, ce qui fait de cette mesure un des résultats les plus attendus de BABAR et de BELLE, pour leur première année d'activité. Parmi ces canaux, la désintégration $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, qui constitue ma contribution centrale à la mesure de $\sin 2\beta$, présente des problèmes spécifiques analysés dans la seconde section. On conclut par une description comparative des attraites de ces différents canaux.

3.1 Définition des canaux étudiés

Dans l'approximation du quark spectateur, on suppose que la désintégration du méson B^0 est due exclusivement à celle du quark b , sans intervention du quark d . Les propriétés fondamentales des canaux étudiés, détaillés ci-dessous, proviennent précisément du mode sous-jacent $b \rightarrow c\bar{c}s$. On se limite ici à une analyse au niveau des quarks: un traitement complet suppose qu'on tienne compte des effets non-perturbatifs, liés au confinement des quarks. Cela entraîne la nécessité de choisir des modèles pour le calcul des amplitudes hadroniques, dont dépendent alors les résultats obtenus. Le grand intérêt du mode $b \rightarrow c\bar{c}s$ réside dans le fait qu'il donne naissance à des canaux de désintégration du B^0 pour lesquels ces incertitudes n'entachent pas la mesure du paramètre $\sin 2\beta$.

3.1.1 Désintégration faible sous-jacente $b \rightarrow c\bar{c}s$

Les désintégrations du B^0 qui nous concernent procèdent toutes suivant le diagramme de Feynman dominant, représenté sur la figure 3.1.

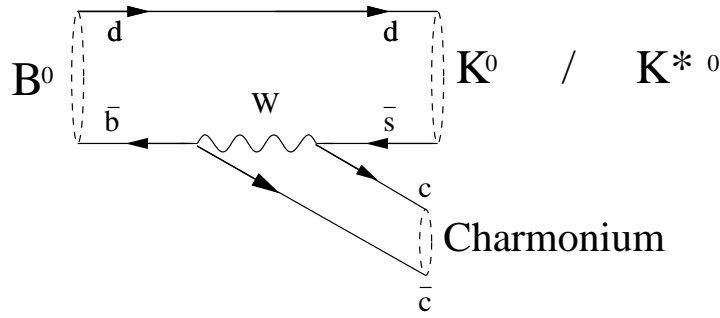


FIG. 3.1 – Graphe de Feynman, à l'ordre des arbres, pour les processus $b \rightarrow c\bar{c}s$ donnant lieu à la production d'un état charmonium: cette résonance peut être le J/ψ , le $\Psi(2S)$ ou le χ_{c1} .

En suivant la prescription de la figure 2.1, et en utilisant le développement de Wolfenstein (2.14), on note que l'amplitude correspondante à ce diagramme fait apparaître le produit:

$$V_{cb}^* V_{cs} \approx A\lambda^2 \left(1 \pm \frac{\lambda^2}{2}\right). \quad (3.1)$$

D'autre part, ce diagramme est *supprimé de couleur*, car les deux quarks c doivent avoir la même couleur pour former un état lié charmonium. L'amplitude de désintégration est donc diminuée d'un facteur 3. Il existe des canaux de désintégration de type $b \rightarrow c\bar{c}s$ qui ne sont pas supprimés de couleur: les deux quarks c , au lieu de s'apparier, forment chacun un méson avec le d ou le \bar{s} . C'est le cas par exemple du canal $B^0 \rightarrow D^\pm D_s^\mp$. Le rapport de branchement de ce dernier est à peu près dix fois plus grand que celui du canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Ce constat est compatible avec la suppression de couleur, qui diminue l'amplitude de désintégration d'un facteur $\frac{1}{3}$. Ce canal n'est pas étudié dans le cadre de la mesure de $\sin 2\beta$ car les états finaux propres de saveur, qu'il est possible d'obtenir à partir de la paire $D^\pm D_s^\mp$, ont des rapports de branchement trop faibles.

On a vu au chapitre précédent que l'interférence entre mélange et désintégration offre un terrain propice à la mesure du paramètre $\Im m\lambda_f$, qui signe une violation de CP. A cette fin, il est toutefois nécessaire de disposer d'une désintégration dans un état final qui est état propre de CP. L'inspection de la figure 3.1 semble indiquer le contraire: le méson étrange n'est pas invariant sous la transformation CP! En fait, le méson étrange observé expérimentalement est l'un des deux états propres de masse K_S^0 ou K_L . Ils sont, à une très bonne approximation près ($\sim 10^{-3}$), états propres de CP. Dans la suite, on néglige la violation de CP dans les oscillations du système $K^0\bar{K}^0$: les états finaux issus d'un processus tel que le diagramme 3.1 sont alors états propres de CP, si le K^0 est "remplacé" par un K_S^0 ou un K_L , et le K^{*0} par son état final de désintégration $K_S^0\pi^0$ (ou $K_L\pi^0$). Il faut alors tenir compte des oscillations du système $K\bar{K}$, ce qui est fait plus loin.

A présent que les désintégrations auxquelles nous nous intéressons sont définies, on étudie le type de violation de CP auquel elles peuvent donner lieu.

3.1.2 Violation de CP dans le mode $b \rightarrow c\bar{c}s$

Puisque la discussion précédente établit que le mode $b \rightarrow c\bar{c}s$ donne lieu à des désintégrations en états finaux propres de CP, il semble tout indiqué d'utiliser l'interférence entre le mélange et la désintégration (*c.f.* section 1.2.3) pour signer un effet de violation de CP. Pour que cette signature soit propre, il faut s'assurer que les phénomènes de QCD non perturbatifs ne viennent pas compliquer l'extraction du signal. Les canaux de désintégration discutés ci-dessus ont précisément la propriété d'être exempts de contamination due à un phénomène de violation directe de CP. En effet, on a vu au chapitre 1 que la présence d'une telle violation nécessite l'interférence de plusieurs amplitudes correspondant au même état final. Outre le diagramme à l'ordre des arbres de la figure 3.1, d'autres diagrammes, appelés diagrammes pingouins, mènent à un état final identique. Ils sont réunis sur la figure 3.2.

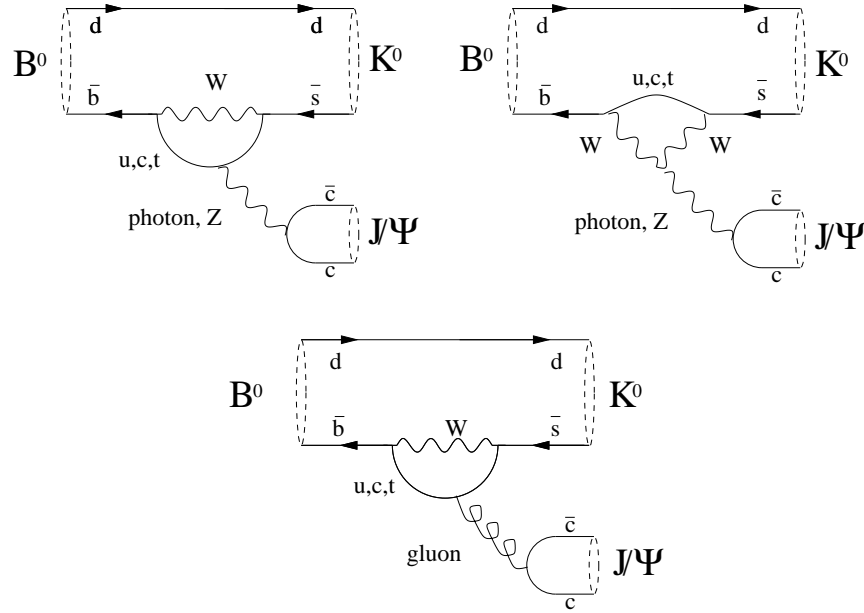


FIG. 3.2 – Diagrammes pingouins pouvant contribuer à l'amplitude de désintégration des modes $b \rightarrow c\bar{c}s$. On s'est contenté d'illustrer le cas du canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, mais ces diagrammes valent pour tous les modes concernés par ce chapitre.

Ces trois diagrammes font apparaître un terme $V_{qb}V_{qs}^*$, où q est la saveur du quark entrant dans la boucle: $q \in \{q = u, c, t\}$. En utilisant à nouveau le développement de Wolfenstein (2.14), on obtient:

$$V_{ub}V_{us}^* = A\lambda^4(\rho \pm i\eta), \quad (3.2)$$

$$V_{cb}V_{cs}^* = A\lambda^2(1 \pm \frac{\lambda^2}{2}), \quad (3.3)$$

$$V_{tb}V_{ts}^* = \pm A\lambda^2. \quad (3.4)$$

Compte-tenu de (3.1), qui prouve que la phase faible de l'amplitude calculée à l'ordre des arbres est nulle, le seul terme ci-dessus exhibant une phase complexe est $V_{ub}V_{us}^*$. Ce terme

est supprimé par un facteur $\lambda^2 \sim \mathcal{O}(10^{+2})$. Les diagrammes sous-dominants ont donc la même phase faible que le diagramme dominant. On peut donc considérer qu'il n'y a pas de violation directe de CP dans le mode $b \rightarrow c\bar{c}s$.

On trouvera une comparaison détaillée des différents canaux susceptibles d'exhiber une violation de CP dans la référence [23]. Un tel travail montre que les modes de désintégration d'un méson B , du type $b \rightarrow c\bar{c}s$, sont de loin les plus "propres" en ce qui concerne la mesure d'un paramètre du triangle d'unitarité, qui signe la violation de CP. Dans le cas de la violation de CP par interférence entre le mélange et la désintégration, on a vu que ce paramètre est $\Im m\lambda_f$.

3.1.3 Calcul de $\Im m\lambda_f$

Suite à la discussion de la section 3.1.1, on commence par opérer le changement de base $\{K^0, \bar{K}^0\}$ en $\{K_S^0, K_L^0\}$. Pour cela, on inverse l'équation (1.20), appliquée ici au cas des mésons K . On obtient:¹

$$\langle K_S^0 | = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{p_K} \langle K^0 | + \frac{1}{q_K} \langle \bar{K}^0 | \right), \quad (3.5)$$

$$\langle K_L^0 | = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{p_K} \langle K^0 | - \frac{1}{q_K} \langle \bar{K}^0 | \right). \quad (3.6)$$

Notons qu'un calcul similaire à celui menant à la formule (2.28) permet d'obtenir:

$$\left(\frac{q}{p} \right)_K = \frac{V_{cs}^* V_{cd}}{V_{cs} V_{cd}^*} = 1, \quad (3.7)$$

d'après (2.14).

Prenons alors l'exemple du canal $J/\psi K_S^0$. Les amplitudes de désintégration s'écrivent:

$$A_{J/\psi K_S^0} = \langle J/\psi K_S^0 | \mathcal{H}_{eff} | B^0 \rangle = \frac{1}{2p_K} \langle J/\psi K^0 | \mathcal{H}_{eff} | B^0 \rangle, \quad (3.8)$$

$$\bar{A}_{J/\psi K_S^0} = \langle J/\psi K_S^0 | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B}^0 \rangle = \frac{1}{2q_K} \langle J/\psi \bar{K}^0 | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B}^0 \rangle. \quad (3.9)$$

Le paramètre λ_f s'écrit alors:

$$\begin{aligned} \lambda_{J/\psi K_S^0} &= \frac{q}{p} \frac{\bar{A}_{J/\psi K_S^0}}{A_{J/\psi K_S^0}}, \\ &= \frac{q}{p} \left(\frac{q}{p} \right)_B \left(\frac{p}{q} \right)_K \frac{\langle J/\psi \bar{K}^0 | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B}^0 \rangle}{\langle J/\psi K^0 | \mathcal{H}_{eff} | B^0 \rangle}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

1. La violation dans le mélange étant négligée, $\left| \frac{p_K}{q_K} \right| = 1$. Ces deux équations ont donc la même normalisation, qu'on a omise.

Dans (3.10), un K_L à la place du K_S^0 change le signe du résultat. On définit donc η_K avec la valeur ± 1 lorsque l'état final contient un K_S^0 , et $+1$ lorsque il contient un K_L . De plus, en utilisant le formalisme des sections 1.2.2 et 1.2.3, on écrit:

$$\frac{\langle J/\psi \bar{K}^0 | \mathcal{H}_{eff} | \bar{B}^0 \rangle}{\langle J/\psi K^0 | \mathcal{H}_{eff} | B^0 \rangle} = \eta_{J/\psi K^0} \frac{V_{cb} V_{cs}^*}{V_{cb}^* V_{cs}} \quad (3.11)$$

où $\eta_{J/\psi K^0}$ est la valeur propre de CP du canal $J/\psi K^0$; on pose alors:

$$\eta_{J/\psi K_S^0} \equiv \eta_K \eta_{J/\psi K^0}.$$

On a vu également (équation (2.28)) que:

$$\left(\frac{q}{p} \right)_B = e^{\pm 2i\beta}. \quad (3.12)$$

En utilisant (3.11), on obtient finalement:

$$\lambda_{J/\psi K_S^0} = \eta_{J/\psi K_S^0} e^{\pm 2i\beta}. \quad (3.13)$$

La généralisation à l'un des états f qui nous concerne donne:

$$\mathcal{I}m \lambda_f = \pm \eta_f \sin 2\beta. \quad (3.14)$$

En reprenant les équations (1.22)–(1.29), l'évolution temporelle du méson B s'écrit:

$$g(t, \pm) = \frac{1}{2} e^{\pm i \Delta m t} (1 \pm \eta_f \sin 2\beta \sin(\Delta m t)) \quad (3.15)$$

où le signe est $+(\pm)$ lorsque le méson est un $B^0(\bar{B}^0)$ à l'instant initial (on a normalisé $g(t, \pm)$ à 1). La figure (3.3) illustre le comportement de $g(t, +)$ pour différentes valeurs de $\sin 2\beta$. On rappelle ci-dessous les valeurs prises par η_f dans les différents canaux d'analyse.

Calcul des valeurs propres de CP pour les différents canaux

Les canaux *Charmonium* K^0 sont de la forme: $B^0 \rightarrow V + P$: V est un des mésons vectoriels J/ψ , $\Psi(2S)$ ou χ_{c1} (tous ces états charmonium vérifient $\eta_{CP}(V) = +1$), P est un pseudo-scalaire K^0 ou \bar{K}^0 qui vérifie $\eta_P(P) = \pm 1$. La conservation du moment angulaire total impose au système $(V + P)$ d'être dans une onde P. On obtient donc:

$$\eta_{VP} = \eta_{CP}(V) \eta_P(K) (\pm 1)^1 = 1 \quad (3.16)$$

En tenant compte de la présence de η_K , discutée ci-dessus, on obtient le résultat suivant: les modes *Charmonium* K_S^0 discutés jusqu'ici ont une valeur propre de CP égale à ± 1 . Les modes où le K_S^0 est remplacé par un K_L ont une valeur propre égale à $+1$.

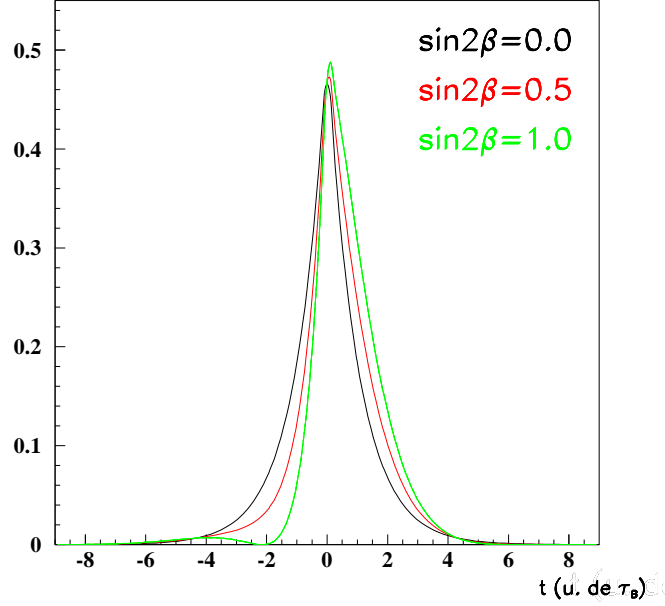


FIG. 3.3 – Distribution $g(t)$ en fonction de t , pour trois valeurs différentes de $\sin 2\beta$.

Par contre, le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$ est plus problématique. En effet, le système $J/\psi K^*$, issu de la désintégration d'une particule scalaire (telle que le méson B), est un système Vecteur-Vecteur, dont le moment angulaire L peut prendre les valeurs $\{0, 1, 2\}$. En conséquence, ce canal est un mélange d'états de valeurs propres de CP différentes: si le K^{*0} donne un K_S^0 , on obtient $\eta_{CP}(J/\psi K^{*0}) = (\pm 1)^L$, avec un changement de signe pour le cas d'un K_L . L'état final $J/\psi K^{*0}$ est donc respectivement CP+ ou CP-, suivant que L est pair ou impair.

Une analyse angulaire se révèle ainsi indispensable pour séparer les différents états CP du système $J/\psi K^*$, sans quoi le paramètre $\sin 2\beta$ est dilué par la présence de deux populations de valeur propre CP différente.

3.2 Analyse Angulaire du canal $B \rightarrow J/\psi K^*$

L'analyse angulaire des canaux $B \rightarrow J/\psi K^*$ est détaillée dans [12] et [33]. On se contente ici d'un bref rappel du formalisme et des résultats récents obtenus avec les données de la campagne 1999-2000 de BABAR. Notons en guise d'introduction que, par symétrie d'isospin, les quatre canaux $J/\psi K^*$ peuvent être utilisés pour une telle analyse.

3.2.1 Distribution angulaire

Les trois valeurs du moment angulaire total correspondent à trois amplitudes H_1 , $H_{\perp 1}$, H_0 , qui se distinguent par l'état d'hélicité λ du J/ψ et du K^* :

$$H_\lambda = \langle J/\psi(\lambda) K^*(\lambda) | \mathcal{H} | B^0 \rangle. \quad (3.17)$$

Toutefois, ces amplitudes ne correspondent pas à des états propres de CP. Pour extraire la composition du signal en états de CP différents, il existe un référentiel beaucoup plus adéquat que la base habituelle d'hélicité, appelé *référentiel de transversité* (voir la figure 3.4 et la référence [32]).

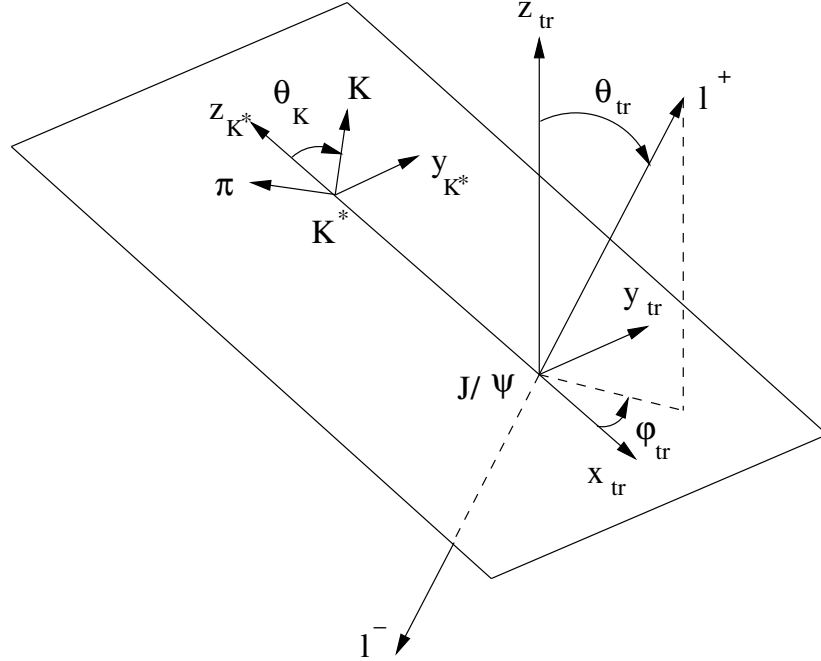


FIG. 3.4 – *Plan de transversité et conventions d'orientation des angles. Chaque impulsion et orientation est définie dans le repère où la particule mère est au repos.*

L'idée centrale de ce changement de repère est de projeter la direction du spin du système $J/\psi(K\pi)$ suivant l'axe normal au plan contenant les impulsions de ces trois particules. On peut alors prouver que:

- Cette projection, qu'on appelle transversité et qu'on écrit τ , est la projection du spin du J/ψ suivant l'axe de transversité

$$\tau(J/\psi K\pi) = \tau(J/\psi). \quad (3.18)$$

- L'effet de la transformation CP est directement lié à τ :

$$CP(J/\psi K\pi) = \eta(J/\psi)\eta(K)\eta(\pi)(\perp 1)^{\tau(J/\psi)}, \quad (3.19)$$

où les η s sont les valeurs propres CP intrinsèques de chaque particule.

- Les combinaisons linéaires suivantes:

$$A_{\parallel} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(H_1 + H_{\perp 1}), \quad (3.20)$$

$$A_0 \equiv H_0, \quad (3.21)$$

$$A_{\perp} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(H_1 \perp H_{\perp 1}), \quad (3.22)$$

appelées dans la suite amplitudes de transversité, définissent des amplitudes de valeur CP respectives $+1, +1, \perp 1$.

- La transformation du repère d'hélicité en repère de transversité, avec les définitions ci-dessous, permet de calculer la distribution angulaire à temps fixe (3.23) suivante:

$$\begin{aligned} \frac{1}{?} \frac{d^3?}{d \cos \theta_{tr} d \cos \theta_K d \phi_{tr}} &= \frac{9}{32\pi} \frac{1}{|A_0|^2 + |A_{\parallel}|^2 + |A_{\perp}|^2} \{ \\ &2 \cos^2 \theta_K (1 \perp \sin^2 \theta_{tr} \cos^2 \phi_{tr}) |A_0|^2 \\ &+ \sin^2 \theta_K (1 \perp \sin^2 \theta_{tr} \sin^2 \phi_{tr}) |A_{\parallel}|^2 \\ &+ \sin^2 \theta_K \sin^2 \theta_{tr} |A_{\perp}|^2 \\ &+ \sin^2 \theta_K \sin 2\theta_{tr} \sin \phi_{tr} \Im m(A_{\parallel}^* A_{\perp}) \\ &\perp \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\theta_K \sin^2 \theta_{tr} \sin 2\phi_{tr} \Re e(A_0^* A_{\parallel}) \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\theta_K \sin 2\theta_{tr} \cos \phi_{tr} \Im m(A_0^* A_{\perp}) \} . \end{aligned} \quad (3.23)$$

Pour simplifier les écritures, on est amené dans la suite de cet exposé à utiliser une formule condensée de (3.23):

$$g(\theta_K, \theta_{tr}, \phi_{tr}) = \sum_{i=1}^6 A_i^2 f_i(\theta_K, \theta_{tr}, \phi_{tr}), \quad (3.24)$$

où les $A_i^2 \{i = 1, 6\}$, valent respectivement $|A_0|^2, |A_{\parallel}|^2, |A_{\perp}|^2, \Im m(A_{\parallel}^* A_{\perp}), \Re e(A_0^* A_{\parallel}), \Im m(A_0^* A_{\perp})$, et les fonctions f_i sont les poids angulaires correspondant dans (3.23).

Dépendance temporelle

Nous nous intéressons à présent à la dépendance temporelle de (3.23) pour le cas du canal CP. Notons $A_i \{i = 0, \parallel, \perp\}$ les trois amplitudes du formalisme de transversité. Comme elles correspondent à un état propre de CP, chacune est l'amplitude de désintégration du méson B dans un état final f_{CP}^i état propre de CP. En posant $CP|f_{CP}^i\rangle = \eta_{f^i}|f_{CP}^i\rangle$, et en choisissant la convention $CP|B^0\rangle = |\bar{B}^0\rangle$, on peut donc écrire:

$$A_i(t) = \langle f_{CP}^i | \mathcal{H} | B^0(t) \rangle \quad (3.25)$$

$$\bar{A}_i(t) = \eta_{f^i} \langle f_{CP}^i | \mathcal{H} | \bar{B}^0(t) \rangle . \quad (3.26)$$

Observable	Evolution Temporelle
$ A_0(t) ^2$	$ A_0(0) ^2 e^{\perp \Gamma t} [1 + \sin(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$
$ A_{\parallel}(t) ^2$	$ A_{\parallel}(0) ^2 e^{\perp \Gamma t} [1 + \sin(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$
$ A_{\perp}(t) ^2$	$ A_{\perp}(0) ^2 e^{\perp \Gamma t} [1 \perp \sin(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$
$\Re e(A_{\parallel}(t)A_0^*(t))$	$ A_{\parallel}(0) A_0(0) \cos(\delta_2 \perp \delta_1) e^{\perp \Gamma t} [1 + \sin(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$
$\Im m(A_{\perp}(t)A_0^*(t))$	$ A_{\perp}(0) A_0(0) e^{\perp \Gamma t} [\sin(\delta_2) \cos(\Delta Mt) \perp \cos(\delta_2) \cos(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$
$\Im m(A_{\parallel}^*(t)A_{\perp}(t))$	$ A_{\parallel}(0) A_{\perp}(0) e^{\perp \Gamma t} [\sin(\delta_1) \cos(\Delta Mt) \perp \cos(\delta_1) \cos(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$

TAB. 3.1 – *Dépendance temporelle des termes d'amplitude de la désintégration $B_d^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \ell^+ \ell^-) K^{*0}(\rightarrow K_S^0 \pi^0)$ pour un méson initialement (i.e. $t = 0$) pur B_d^0 .*

η_f^i vaut respectivement $+1, +1, \perp 1$ pour $i = 0, \parallel, \perp$. On appelle également λ^i le paramètre de violation de CP pour chacun des 3 “modes”. Notons que, si l'absence de violation directe de CP n'est pas supposée, ces trois paramètres peuvent avoir des modules distincts. Dans la suite, on supposera leurs modules tous égaux à 1. Les phases faibles sont naturellement toutes les mêmes. Dans ces conditions, l'utilisation de (1.42) permet d'obtenir les expressions réunies dans les tableaux 3.1 et 3.2.

Observable	Evolution Temporelle
$ \overline{A}_0(t) ^2$	$ A_0(0) ^2 e^{\perp \Gamma t} [1 \perp \sin(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$
$ \overline{A}_{\parallel}(t) ^2$	$ A_{\parallel}(0) ^2 e^{\perp \Gamma t} [1 \perp \sin(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$
$ \overline{A}_{\perp}(t) ^2$	$ A_{\perp}(0) ^2 e^{\perp \Gamma t} [1 + \sin(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$
$\Re e(\overline{A}_{\parallel}(t)\overline{A}_0^*(t))$	$ A_{\parallel}(0) A_0(0) \cos(\delta_2 \perp \delta_1) e^{\perp \Gamma t} [1 \perp \sin(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$
$\Im m(\overline{A}_{\perp}(t)\overline{A}_0^*(t))$	$\perp A_{\perp}(0) A_0(0) e^{\perp \Gamma t} [\sin(\delta_2) \cos(\Delta Mt) \perp \cos(\delta_2) \cos(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$
$\Im m(\overline{A}_{\parallel}^*(t)\overline{A}_{\perp}(t))$	$\perp A_{\parallel}(0) A_{\perp}(0) e^{\perp \Gamma t} [\sin(\delta_1) \cos(\Delta Mt) \perp \cos(\delta_1) \cos(2\beta) \sin(\Delta Mt)]$

TAB. 3.2 – *Dépendance temporelle des termes d'amplitude de la désintégration $\overline{B}_d^0 \rightarrow J/\psi(\rightarrow \ell^+ \ell^-) \overline{K}^{*0}(\rightarrow K_S^0 \pi^0)$ pour un méson initialement (i.e. $t = 0$) pur \overline{B}_d^0 .*

L'analyse des données de la campagne 1999-2000 a permis la mesure des amplitudes et des phases de désintégration dans les quatre canaux $B \rightarrow J/\psi K^*$. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 3.3. Cette analyse est détaillée dans les références [33], [37] et [12]. Dans le cadre de la mesure de $\sin 2\beta$, le résultat important concerne la valeur de $|A_{\perp}|^2$, qu'on renomme R_{\perp} dans la suite de l'exposé.

$ A_0 ^2$	$0.60 \pm 0.03 \pm 0.02$
$ A_\perp ^2$	$0.16 \pm 0.03 \pm 0.01$
$\phi_\perp[\text{rad}]$	$\pm 0.17 \pm 0.16 \pm 0.07$
$\phi_\parallel[\text{rad}]$	$2.50 \pm 0.20 \pm 0.08$

TAB. 3.3 – Résultats de l’analyse angulaire sur les quatre canaux $J/\psi K^*$. On rappelle que $|A_\parallel|^2$ est contraint par la relation $|A_\parallel|^2 + |A_\perp|^2 + |A_0|^2 = 1$.

3.2.2 Distributions angulaires et analyse CP

Si la mesure de $\sin 2\beta$ nécessite une analyse temporelle, on peut *a priori* s’affranchir de l’analyse angulaire. En intégrant (3.23) suivant les trois angles de transversité, on obtient :

$$g(t) = \frac{1}{2} e^{\pm ? t} (1 + (1 \pm 2R_\perp) \sin 2\beta \sin \Delta mt). \quad (3.27)$$

Donc, en partant de la distribution angulaire totale, l’ambiguïté sur la valeur CP intrinsèque disparaît, mais un terme similaire à une “valeur CP effective”, qui vaut $(1 \pm 2R_\perp)$, découle du mélange d’états CP. Ce terme a pour effet de diluer la mesure de $\sin 2\beta$, voire de la rendre impossible pour des valeurs de R_\perp proches de 0.5. En dehors de ce cas pathologique, l’incertitude sur la mesure de $\sin 2\beta$ obtenue par une méthode de maximum de vraisemblance se comporte comme $(1 \pm 2R_\perp)^{\pm 1}$. Une valeur nettement différente de 0 ou 1 pour R_\perp diminue donc la sensibilité de la mesure de $\sin 2\beta$.

Pour remédier à ce problème, tout en évitant de faire une analyse angulaire totale, il a été proposé [48] d’utiliser une distribution angulaire réduite, où l’intégration angulaire porte sur les variables $\cos \theta_K$ et ϕ_{tr} uniquement. Celle-ci s’écrit alors :

$$f(t, \cos \theta_{tr}, \pm) = \frac{1}{2} e^{\pm ? t} \left\{ \frac{3}{8} (1 \pm R_\perp) (1 + \cos^2 \theta_{tr}) (1 \pm \sin 2\beta \sin(\Delta mt)) \right. \\ \left. + \frac{3}{4} R_\perp (1 \pm \cos^2 \theta_{tr}) (1 \mp \sin 2\beta \sin(\Delta mt)) \right\}. \quad (3.28)$$

A nouveau, les signes successifs sont $+$ et \pm dans le cas où le méson B est initialement dans l’état B^0 , et \pm et $+$ dans l’hypothèse inverse. On compare à présent la sensibilité statistique de $f(t, \cos \theta_{tr})$ et $g(t)$.

Analyse angulaire réduite et mesure de $\sin 2\beta$

Pour simplifier les expressions, on exprime t en unité de temps de vie du B , c’est-à-dire qu’on transforme t suivant $t \rightarrow ?t$. De plus, on ne considère que le cas d’un méson initialement dans l’état B^0 . On définit également :

$$\begin{aligned} y &= \cos \theta_K \\ k &= \frac{1 \pm 3R_\perp}{1 + R_\perp} \\ x_d &= \frac{\Delta m}{?} \end{aligned}$$

et on pose $A = \sin 2\beta$. Les deux distributions s'écrivent alors:

$$g(t) = \frac{1}{2}e^{\perp t} (1 + A \sin x_d t), \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned} f(t, y) &= \frac{1}{2}e^{\perp t} \left\{ \frac{3}{8}(1 \perp R_\perp)(1 + y^2)(1 + A \sin x_d t) + \frac{3}{4}R_\perp(1 \perp y^2)(1 \perp \sin 2\beta \sin x_d t) \right\} \\ &= \frac{3}{16}(1 + R_\perp)e^{\perp t} \left\{ (1 + ky^2) + (k + y^2)A \sin x_d t \right\}. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Dans le cas de l'estimation d'un paramètre A sur un échantillon de distribution $g(t)$ par la méthode du maximum de vraisemblance, on peut montrer que la sensibilité de la mesure s'écrit:

$$\sigma^{\perp 2}(A) = \int \frac{1}{f} \left(\frac{df}{dA} \right)^2. \quad (3.31)$$

On applique cette formule successivement à f et g , en se limitant au premier ordre en R_\perp .

$$\begin{aligned} \frac{1}{f} \left(\frac{df}{dA} \right)^2 &= \frac{3}{16}(1 + R_\perp) \frac{(1 + ky^2)(k + y^2)^2 (\sin x_d t)^2 e^{\perp t}}{(1 + ky^2)^2 \perp (k + y^2)A^2 (\sin x_d t)^2} \\ &= \frac{3}{16} \frac{(\sin x_d t)^2 e^{\perp t}}{1 \perp A^2 (\sin x_d t)^2} (1 + y^2 + R_\perp (\perp 7 \perp 5y^2) \perp \\ &\quad 8A^2 R_\perp (1 \perp y^2) \frac{(\sin x_d t)^2}{1 \perp A^2 (\sin x_d t)^2}) + o(R_\perp) \end{aligned} \quad (3.32)$$

L'intégration suivant y donne alors:

$$\int_{\perp 1}^1 \frac{1}{f} \left(\frac{df}{dA} \right)^2 dy = \frac{1}{2} \frac{(\sin x_d t)^2 e^{\perp t}}{1 \perp A^2 (\sin x_d t)^2} \left(1 \perp 4R_\perp \perp 4A^2 R_\perp \frac{(\sin x_d t)^2}{1 \perp A^2 (\sin x_d t)^2} \right) + o(R_\perp)$$

De même pour $g(t)$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{g} \left(\frac{dg}{dA} \right)^2 &= \frac{1}{2} (1 \perp 2R_\perp)^2 \frac{(\sin x_d t)^2 e^{\perp t}}{1 \perp (1 \perp 2R_\perp)^2 A^2 (\sin x_d t)^2} \\ &= \frac{1}{2} \frac{e^{\perp t} (\sin x_d t)^2}{1 \perp A^2 (\sin x_d t)^2} \left(1 \perp 4R_\perp \perp 4A^2 R_\perp \frac{(\sin x_d t)^2}{1 \perp A^2 (\sin x_d t)^2} \right) + o(R_\perp) \end{aligned} \quad (3.33)$$

Au premier ordre en R_\perp , on a donc:

$$\int dt \frac{1}{g} \left(\frac{dg}{d \sin 2\beta} \right)^2 = \int dt \int \frac{1}{f} \left(\frac{df}{d \sin 2\beta} \right)^2 d \cos \theta. \quad (3.34)$$

Compte tenu de la valeur expérimentale de R_\perp , la perte de sensibilité de l'estimation de $\sin 2\beta$ au moyen de la distribution (3.27) est faible, par rapport au résultat qu'on obtiendrait avec (3.30). La figure 3.5 illustre ce résultat numérique à l'aide d'une simulation Monte Carlo. Il apparaît clairement que pour des valeurs de R_\perp proches de 0 ou de 1, le gain

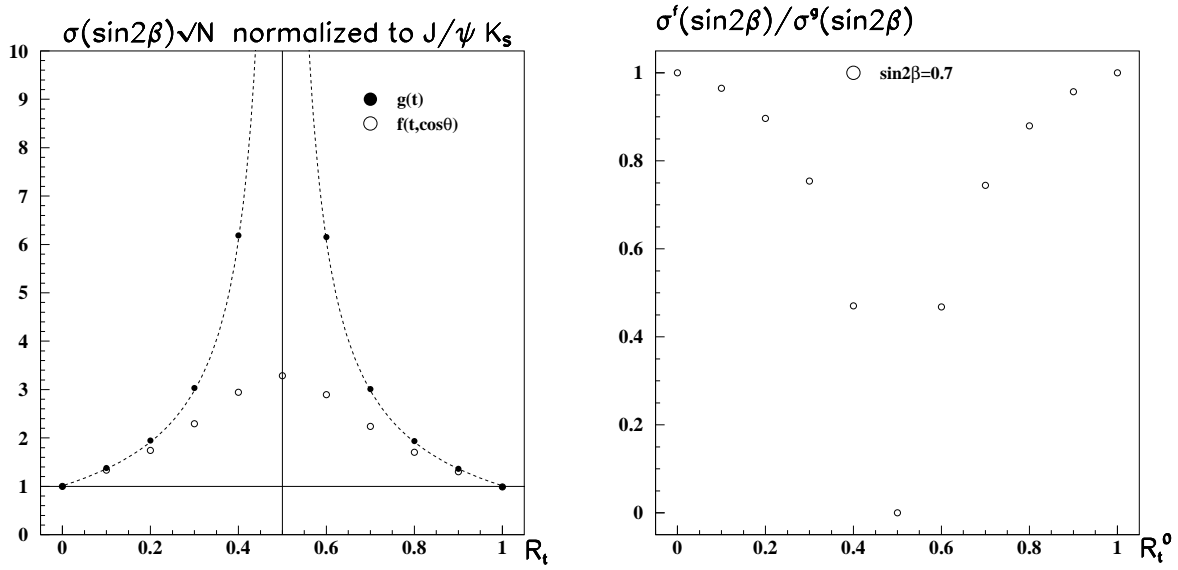


FIG. 3.5 – *A gauche: comparaison de la sensibilité statistique d’une estimation par le maximum de vraisemblance, suivant qu’on utilise la distribution $g(t)$ ou $f(t, \cos\theta_{tr})$. A droite: rapport des deux incertitudes statistiques, pour les mêmes échantillons. Chaque expérience comporte 10000 événements (étiquetage et résolution sur t sont supposés parfaits).*

est marginal. De plus, même si $f(t, \cos\theta_{tr})$ est “robuste” sur tout le domaine de valeur de R_\perp , cette distribution ne permet pas de retrouver la résolution obtenue en utilisant le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$. Une analyse angulaire totale n’y parvient pas non plus, bien que sa sensibilité soit meilleure. Toutefois, dans le cadre de la première campagne de prise de données de BABAR, j’ai jugé préférable d’utiliser $g(t)$ pour l’estimation de $\sin 2\beta$ dans le canal $J/\psi K^{*0}$. Outre la simplification de l’étude des systématiques due à l’utilisation d’une même distribution temporelle pour tous les canaux CP, ce choix permet de s’affranchir de tout problème d’acceptance lié à une analyse angulaire. Plus exactement, on montre au chapitre 10 qu’une telle correction affecte simplement la valeur CP intrinsèque ($1 \perp 2R_\perp$), qu’il faut corriger.

3.3 Comparaison entre les canaux *charmonium* $K^{(*)}$

Pour conclure ce chapitre, il est utile de faire une brève comparaison des différents canaux *Charmonium* $K^{(*)}$. Les modes les plus prometteurs, qualifiés usuellement de “modes en or”, sont les suivants:

- $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0(\pi\pi)$;
- $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0(\pi^0\pi^0)$;
- $B^0 \rightarrow \Psi(2S)K_S^0(\pi\pi)$.

Ils bénéficient à la fois d'une bonne efficacité de sélection et d'un très faible niveau de bruit de fond. Le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$ est par contre plus problématique: du fait de la largeur du K^* (c.f. tableau 3.5) et du bruit de fond combinatoire sur les π^0 , le niveau de bruit de fond augmente sensiblement, ce qui nécessite de resserrer les coupes de sélection, et donc diminuer l'efficacité de reconstruction du signal. De plus, ce canal doit faire face au problème du mélange d'états CP. Les canaux $B^0 \rightarrow \chi_{1c} K_S^0$ et $B^0 \rightarrow J/\psi K_L$ ont également un niveau élevé de bruit de fond. Dans le cas du deuxième canal toutefois, la statistique attendue est très grande. En résumé, on peut dresser le tableau suivant:

Mode	$\epsilon \times Br. (\% \times 10^{15})$	Propreté	dilution
$J/\psi K_S^0(\pi^+ \pi^-)$	151	Excellente	N
$J/\psi K_S^0(\pi^0 \pi^0)$	34	Bonne	N
$\psi(2S) K_S^0$		Bonne	N
$J/\psi K^{*0}$	31	Moyenne	O
$\chi_{c1} K_S^0$	\perp	Moyenne	N
$J/\psi K_L$	\perp	Mauvaise	N

TAB. 3.4 – *Comparaison qualitative des différents canaux utilisés dans l'analyse de $\sin 2\beta$. La propreté est définie comme Excellente, Bonne, Moyenne, et Mauvaise, suivant que la fraction de bruit de fond attendue est respectivement inférieure à 5%, entre 5% et 10%, entre 10% et 30%, et supérieure à 30%. Les efficacités sont tirées de la table 6.6, et les rapports de branchement, qui correspondent à la totalité de la désintégration de chaque mode, sont tirés de [35]. Les deux derniers canaux ne sont pas étudiés dans la suite.*

Les trois chapitres précédents nous ont finalement permis de développer le formalisme de la violation de CP dans le système des mésons B . Nous sommes parvenus à la conclusion que, dans le cadre du Modèle Standard, certains canaux de désintégration correspondant à une transition $b \rightarrow c\bar{c}s$ bénéficient d'une situation théorique exempte d'incertitude. Ils permettent une mesure expérimentale non ambiguë d'un paramètre lié directement au triangle d'unitarité: $\sin 2\beta$. Nous nous tournons à présent vers la réalisation expérimentale de cette mesure au sein de l'expérience BaBar.

Mésons	Masse (MeV/c ²)	Largeur (MeV)	Désintégrations considérées
π^0	134.9766 ± 0.0006	$\tau = (8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17}$ s.	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$
K_S^0	497.672 ± 0.031	$\tau = (893.5 \pm 0.8) \times 10^{-13}$ s.	$K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- : 68.61 \pm 0.28\%$ $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 : 31.39 \pm 0.28\%$
J/ψ	3096.87 ± 0.04	$(87 \pm 5) \times 10^{-13}$	$J/\psi \rightarrow e^+e^- : 5.93 \pm 0.1\%$ $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^- : 5.88 \pm 0.1\%$
$\Psi(2S)$	3685.96 ± 0.09	$(277 \pm 31) \times 10^{-13}$	$\Psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^- : 31.0 \pm 2.8\%$ $\Psi(2S) \rightarrow e^+e^- : (8.8 \pm 1.3) \times 10^{-4}$ $\Psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^- : 1.03 \pm 0.35\%$
K^{*0}	896.1 ± 0.27	50.7 ± 0.6	$K^{*0} \rightarrow K_S^0\pi^0 : 33.3\%$ $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^- : 66.6\%$
$K^{*\pm}$	891.66 ± 0.26	50.8 ± 0.9	$K^{*\pm} \rightarrow K_S^0\pi^\pm : 33.3\%$ $K^{*\pm} \rightarrow K^\pm\pi^0 : 66.6\%$

TAB. 3.5 – Tableau récapitulatif des mésons qui interviennent dans une ou plusieurs des désintégrations considérées.

Chapitre 4

Dispositif Expérimental

Le détecteur BABAR est installé sur le site de l'accélérateur linéaire électron-positron de l'université de Stanford (SLAC, Californie). Un double anneau de stockage, appelé PEP-II, a été ajouté à l'accélérateur linéaire pour permettre l'étude de la violation de CP dans le système des mésons B neutres. Celle-ci repose en effet, au moins en ce qui concerne les canaux *Charmonium* $K^{0(*)}$, sur trois impératifs "techniques":

1. Les rapports de branchement des canaux susceptibles de violer la symétrie CP sont de l'ordre de 10^{-4} au mieux (*c.f.* le tableau (3.4) pour les canaux *Charmonium* $K^{0(*)}$). Pour atteindre une précision de 10% sur la mesure de $\sin 2\beta$, la production de plusieurs dizaines de millions de mésons B est donc nécessaire: PEP-II doit être une "usine à B ".
2. De plus, on a vu (*c.f.* équation (3.15)) qu'il est nécessaire d'assigner à un méson B reconstruit une saveur initiale. On parle dans la suite d'"étiquetage" à ce propos.
3. De même, il faut pouvoir mesurer la durée écoulée entre l'instant où cette saveur est connue et celui où le méson B se désintègre.

La section suivante discute en détail la solution adoptée par PEP-II. La description du détecteur BABAR constitue la seconde partie de ce chapitre. Le lecteur désireux de compléter les informations de ce chapitre peut se reporter à la référence [7]

4.1 Description de PEP-II

Le complexe de l'accélérateur linéaire du SLAC, illustré sur la figure 4.9, produit des collisions e^+e^- , particulièrement bien adaptées à l'étude des mésons B .

4.1.1 Production de paires $B\bar{B}$ via la résonance $\Upsilon(4S)$

Nominalement, PEP-II fonctionne à une énergie de 10.58 GeV, où se situe le pic de résonance de l' $\Upsilon(4S)$, état lié $b\bar{b}$. La désintégration de ce dernier est complètement dominée par la production d'une paire $B\bar{B}$, neutre ou chargée en égale proportion. Les sections

efficaces d'interaction $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, à une énergie de 10.58 GeV, sont rassemblées dans le tableau 4.1.

$e^+e^- \rightarrow$	$\sigma[\text{nb}]$
$b\bar{b}$	1.05
$c\bar{c}$	1.30
$s\bar{s}$	0.35
$u\bar{u}$	1.39
$d\bar{d}$	0.35
$\tau^+\tau^-$	0.94
$\mu^+\mu^-$	1.16
e^+e^-	~ 40

TAB. 4.1 – *Sections efficaces de production attendues pour une énergie dans le centre de masse de 10.58 GeV.*

PEP-II a été conçu pour délivrer une luminosité instantanée de $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Actuellement, celle-ci atteint $3.1 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Dans ces conditions, on peut vérifier que le premier point soulevé dans l'introduction est résolu: PEP-II est en mesure de produire 3×10^7 paires $B\bar{B}$ par an.

L'utilisation de la résonance $\Upsilon(4S)$ offre également une solution très élégante à la nécessité d'étiqueter un événement. Le $\Upsilon(4S)$ ayant un spin 1, les deux mésons B neutres, dont les spins sont nuls, sont dans un état de moment angulaire total égal à 1. Leur fonction d'onde spatiale est donc antisymétrique sous l'échange des deux B . En conséquence, ces deux bosons ne peuvent pas avoir une saveur identique: à tout instant précédant la désintégration d'un des deux B , il y a un B^0 et un \bar{B}^0 . En d'autres termes, bien que les deux mésons oscillent jusqu'au moment de leur désintégration, ils ne peuvent jamais être tous les deux dans un état B^0 ou \bar{B}^0 simultanément. Ceci constitue un exemple de corrélation Einstein-Podolsky-Rosen. De plus, si on sait déduire des produits de désintégration d'un B la saveur de celui-ci, au moment de sa désintégration, on sait alors qu'à cet instant l'autre B contient la saveur opposée. Cet instant fournit donc une origine des temps où cet autre B est dans un état pur connu, condition nécessaire à l'étude de la violation de CP par interférence entre le mélange et la désintégration. L'étude détaillée de la méthode d'étiquetage (*tagging* en anglais) fait l'objet d'un chapitre ultérieur.

A présent, le troisième point énoncé dans l'introduction pose problème: puisqu'il s'agit de mesurer la durée Δt qui sépare deux désintégrations, la méthode la plus naturelle consiste à reconstruire les positions de désintégration (qu'on appellera vertex) de chacun des B , et d'en déduire Δt par des considérations cinématiques. Le problème réside dans le fait que, dans le référentiel de l' $\Upsilon(4S)$, les deux mésons B sont produits quasiment au repos:

$p_B = \sqrt{\frac{s}{4}} \perp m_B^2 \approx 341 \text{ MeV}/c$. Leur distance de vol "typique" avant désintégration est donc de l'ordre de $d_B = \gamma\beta c\tau_B \approx 30\mu\text{m}$, ce qui est bien en deça du pouvoir de séparation des détecteurs de vertex disponibles. La solution adoptée consiste à propulser le référentiel du centre de masse par rapport à BABAR, en choisissant deux faisceaux d'énergies différentes.

4.1.2 Paramètres de fonctionnement de PEP-II

L'accélérateur linéaire délivre deux faisceaux de positrons et d'électrons et les injecte dans PEP-II, qui consiste en deux anneaux de stockage, de 2.2 km de circonférence. Les énergies valent respectivement 3.11 et 9.00 GeV pour le faisceau de positrons et d'électrons. On vérifie que cela correspond bien à un point de fonctionnement à l' $\Upsilon(4S)$: $\sqrt{s} \approx \sqrt{4E_{HER}E_{LER}} \approx 10.58$ GeV. Les grandeurs nominales ainsi que les paramètres typiques de PEP-II sont rassemblés dans le tableau 4.2. Dans ces conditions, le paramètre

	HER		LER	
	nominal	typique	nominal	typique
Energie (GeV)	9.00	9.00	3.11	3.11
Nb. de paquets	1658	553-829	1658	553-829
Intensité (A)	0.75	0.70	2.14	1.10
Temps de vie	4hrs à 1A	9hrs à 0.7A	4hrs à 2A	3hrs à 1.1A
	nominal		typique	
σ_x (μm)	110		120	
σ_y (μm)	3.3		5.6	
σ_z (mm)	9		9	

TAB. 4.2 – Performances des deux anneaux de PEP-II: “HER” est l’anneau d’électrons (High Energy Ring) et “LER” est l’anneau de positrons (Low Energy Ring). σ_x , σ_y , et σ_z sont les tailles RMS de la région lumineuse, dans les directions horizontale, verticale, et longitudinale.

de propulsion du référentiel du centre de masse par rapport à celui du laboratoire vaut $\gamma\beta \approx 0.56$, et la distance de vol “typique” d’un méson atteint environ 262 μm . Il devient possible de mesurer les deux vertex des B avec une précision suffisante. On reporte au chapitre 8 une discussion plus détaillée de la relation entre Δz et Δt .

Dans la section suivante, on étend le formalisme développé pour une particule dans le chapitre 1, au cas de deux particules.

4.1.3 Désintégration de l' $\Upsilon(4S)$ et étiquetage

On s’intéresse à la désintégration de l' $\Upsilon(4S)$ en deux mésons B^0 et \bar{B}^0 . L’un d’eux se désintègre à l’instant t_{tag} en un état spécifique de saveur, qu’on dénomme “tag” dans la suite (d’après l’anglais *tagging* pour étiquetage). L’autre B se désintègre en un état propre de CP, dénommé “CP”, à l’instant t_{CP} , qui peut être antérieur ou postérieur à t_{tag} . La figure 4.1 illustre cette production des deux mésons B corrélés, via la résonance $\Upsilon(4S)$. Le développement ci-dessous est repris de la référence [40].

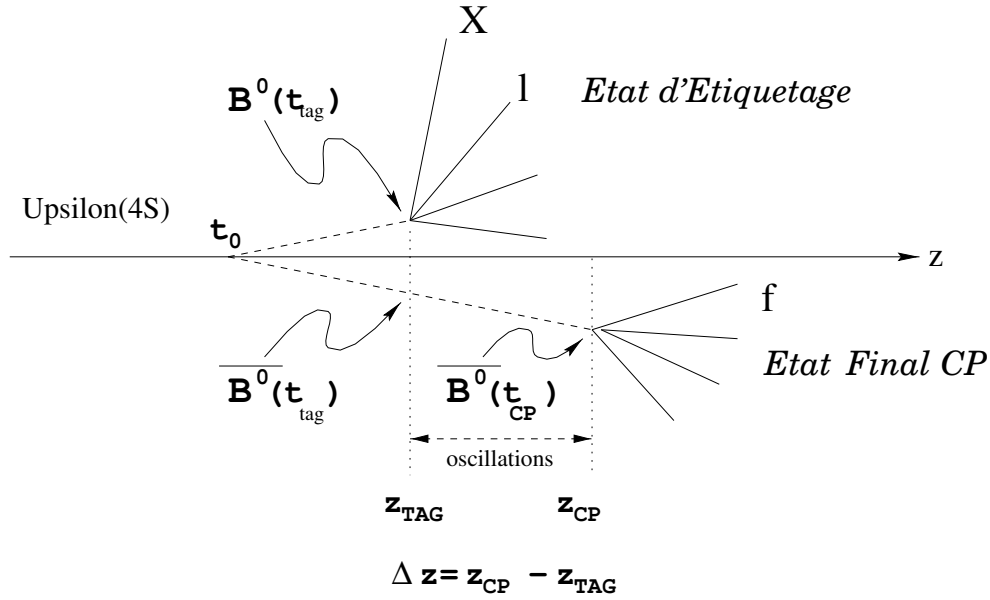


FIG. 4.1 – Schéma de la désintégration du $\Upsilon(4S)$. Les notations sont expliquées dans le corps du texte.

Evolution temporelle des deux mésons

On formalise la double évolution des deux mésons par le diagramme suivant:

$$\begin{array}{ccc} \Upsilon(4S) & \rightarrow & B + B \\ & & \downarrow \quad \downarrow \\ & & f_{CP}(\eta) \quad f_{TAG} \end{array}$$

où $f_{CP}(\eta)$ est un état final état propre de CP, de valeur CP intrinsèque η , et f_{TAG} est l'état final de l'autre B. On suppose que ce dernier est "spécifique de saveur", c'est à dire qu'il n'est produit que par une seule des deux saveurs possibles du B initial.

Pour un état final f_{TAG} donné, on pose:

$$\mathcal{T}_{B^0} = \langle f_{TAG} | \mathcal{H} | B^0 \rangle \quad (4.1)$$

$$\mathcal{T}_{\bar{B}^0} = \langle f_{TAG} | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle \quad (4.2)$$

Par définition, \mathcal{T}_{B^0} ou $\mathcal{T}_{\bar{B}^0}$ est identiquement nulle. On suppose d'autre part que $\overline{\mathcal{T}}_{B^0} = \mathcal{T}_{\bar{B}^0}$, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de violation de CP directe dans le canal servant à l'étiquetage.

Dans la base des états propres de masse $B_{H(L)}$, le schéma ci-dessus correspond au produit de cinq amplitudes:

- $\mathcal{A}(B_H \rightarrow f_{CP}(\eta), B_L \rightarrow f_{TAG})$, l'amplitude de désintégration de l' $\Upsilon(4S)$ dans la configuration du schéma, antisymétrique dans l'échange $B_H \leftrightarrow B_L$;
- $e^{\perp i m_H \tau_{CP}} e^{\perp i m_L \tau_{TAG}}$, produit des amplitudes d'évolution des deux B (c.f. équation (1.34)), où $m_{H(L)} = M + (\perp) \frac{\Delta m}{2} \perp i \frac{?}{2}$, et τ_{CP} et τ_{TAG} sont les temps propres entre la production et la désintégration de chaque B;

- $\mathcal{A}(B_H \rightarrow f_{CP}(\eta))\mathcal{A}(B_L \rightarrow f_{TAG})$, amplitudes de désintégration de chaque B suivant le schéma ci-dessus.

Comme on n'observe pas B_H et B_L directement, on doit sommer les deux amplitudes correspondantes, ce qui donne finalement:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} = & \mathcal{A}(B_H \rightarrow f_{CP}(\eta), B_L \rightarrow f_{TAG}) [\\ & e^{\perp i m_H \tau_{CP}} e^{\perp i m_L \tau_{TAG}} \mathcal{A}(B_H \rightarrow f_{CP}(\eta)) \mathcal{A}(B_L \rightarrow f_{TAG}) \\ & \perp e^{\perp i m_L \tau_{CP}} e^{\perp i m_H \tau_{TAG}} \mathcal{A}(B_L \rightarrow f_{CP}(\eta)) \mathcal{A}(B_H \rightarrow f_{TAG})] . \end{aligned} \quad (4.3)$$

Le signe \perp à la troisième ligne est la conséquence directe de la corrélation EPR: si $\tau_{CP} = \tau_{TAG}$, alors \mathcal{A} s'annule pour $f_{CP}(\eta) = f_{TAG}$. En d'autres termes, les deux mésons ne peuvent se désintégrer dans le même état final lorsque leur temps propre sont égaux. Cette conclusion vaut également pour des temps calculés dans le référentiel de l' $\Upsilon(4S)$, car les deux mésons y ont la même vitesse.

En tenant compte de (1.17) et (1.34), (4.3) donne:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} = & \mathcal{A}(B_H \rightarrow f_{CP}(\eta), B_L \rightarrow f_{TAG}) e^{\perp i (M \perp i \frac{?}{2})(\tau_{CP} + \tau_{TAG})} [\\ & e^{\perp i \frac{\Delta m}{2}(\tau_{CP} \perp \tau_{TAG})} \langle f_{CP}(\eta) | \mathcal{H} | B_H \rangle \langle f_{TAG} | \mathcal{H} | B_L \rangle \\ & \perp e^{i \frac{\Delta m}{2}(\tau_{CP} \perp \tau_{TAG})} \langle f_{CP}(\eta) | \mathcal{H} | B_L \rangle \langle f_{TAG} | \mathcal{H} | B_H \rangle] . \end{aligned} \quad (4.4)$$

Or, avec (1.20), on a:

$$\begin{aligned} \langle f_{CP}(\eta) | \mathcal{H} | B_{H(L)} \rangle &= [p \langle f_{CP}(\eta) | \mathcal{H} | B^0 \rangle + (\perp) q \langle f_{CP}(\eta) | \mathcal{H} | \bar{B}^0 \rangle] \\ &= (p \mathcal{A}(f_{CP}) + (\perp) q \bar{\mathcal{A}}(f_{CP})) \\ &= p \mathcal{A}(f_{CP}) (1 + (\perp) \lambda_f) , \end{aligned} \quad (4.5)$$

et de même

$$\langle f_{TAG} | \mathcal{H} | B_{H(L)} \rangle = [p \mathcal{T}_{B^0} + (\perp) q \mathcal{T}_{\bar{B}^0}] . \quad (4.6)$$

On appelle $\mathcal{A}(\tau_{CP}, \tau_{TAG})$ l'amplitude (4.6) pour laquelle $\mathcal{T}_{\bar{B}^0}$ est non nulle: l'étiquetage porte alors sur un \bar{B}^0 . De même, $\bar{\mathcal{A}}(\tau_{CP}, \tau_{TAG})$ est l'amplitude (4.6) pour laquelle \mathcal{T}_{B^0} est non nulle: l'étiquetage porte alors sur un B^0 . Il découle de (4.6), où on omet les termes en facteur, que:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\tau_{CP}, \tau_{TAG}) \propto & e^{\perp i (M \perp i \frac{?}{2})(\tau_{CP} + \tau_{TAG})} \\ & \left[\cos \left(\frac{\Delta m}{2}(\tau_{CP} \perp \tau_{TAG}) \right) \perp i \lambda_f \sin \left(\frac{\Delta m}{2}(\tau_{CP} \perp \tau_{TAG}) \right) \right] , \end{aligned} \quad (4.7)$$

$$\bar{\mathcal{A}}(\tau_{CP}, \tau_{TAG}) \propto e^{\perp i(M \perp i \frac{?}{2})(\tau_{CP} + \tau_{TAG})} \left[i \sin \left(\frac{\Delta m}{2}(\tau_{CP} \perp \tau_{TAG}) \right) \perp \lambda_f \cos \left(\frac{\Delta m}{2}(\tau_{CP} \perp \tau_{TAG}) \right) \right], \quad (4.8)$$

et finalement

$$|\mathcal{A}(\tau_{CP}, \tau_{TAG})|^2 \propto e^{\perp ?(\tau_{CP} + \tau_{TAG})} (1 \perp \mathcal{I}m \lambda_f \sin(\Delta m(\tau_{CP} \perp \tau_{TAG}))), \quad (4.9)$$

$$|\bar{\mathcal{A}}(\tau_{CP}, \tau_{TAG})|^2 \propto e^{\perp ?(\tau_{CP} + \tau_{TAG})} (1 + \mathcal{I}m \lambda_f \sin(\Delta m(\tau_{CP} \perp \tau_{TAG}))). \quad (4.10)$$

Ces équations ressemblent à (1.35), dans le cas $|\lambda_f|^2 = 1$, si ce n'est qu'il existe deux variables temporelles distinctes. Elles supposent qu'on puisse reconstruire l'instant de production de la paire $B^0 \bar{B}^0$, ce qui est impossible en pratique. On peut s'affranchir de ce problème en effectuant le changement de variables $\{\tau_{CP}, \tau_{TAG}\} \rightarrow \{s = \tau_{CP} + \tau_{TAG}, \tau = \tau_{CP} \perp \tau_{TAG}\}$. Ces nouvelles variables vérifient:

$$\begin{aligned} \perp \infty &< \tau < +\infty \\ |\tau| &< s < +\infty \end{aligned} \quad (4.11)$$

et l'intégration suivant s donne alors:

$$|\mathcal{A}(\tau)|^2 \propto e^{\perp ?|\tau|} [1 \perp \mathcal{I}m \lambda_f \sin(\Delta m \tau)] \quad (4.12)$$

$$|\bar{\mathcal{A}}(\tau)|^2 \propto e^{\perp ?|\tau|} [1 + \mathcal{I}m \lambda_f \sin(\Delta m \tau)]. \quad (4.13)$$

En conséquence, l'utilisation d'une paire de mésons produite de façon cohérente ne change pas les résultats obtenus aux chapitres précédents, en particulier les formules dépendantes du temps contenant le paramètre de violation de CP, $\mathcal{I}m \lambda_f$. La seule différence réside dans la définition de l'instant initial où la saveur du B est connue: c'est l'instant de désintégration de l'autre B , à *supposer* qu'on puisse déterminer sa saveur. L'étiquetage est donc crucial dans la mesure du paramètre $\mathcal{I}m \lambda_f$. Il faut également noter la nécessité de mesurer la différence $\tau = \tau_{CP} \perp \tau_{TAG}$.

Nous venons de voir comment PEP-II permet de faire l'analyse de la violation de CP dans le système des mésons neutres. Le reste du chapitre est consacré au détecteur BABAR.

4.2 Le Détecteur BABAR

BABAR est le seul détecteur installé sur PEP-II. Comme l'indique le schéma de la figure 4.10, il est constitué (dans l'ordre croissant d'éloignement de l'axe des faisceaux) de six sous-systèmes: un détecteur de vertex au silicium, une chambre à dérive, un détecteur à effet Cherenkov, un calorimètre électromagnétique, un aimant supraconducteur délivrant un champ de 1.5 T colinéaire à l'axe du faisceau, et un retour de flux instrumenté. A l'exception de l'aimant, la suite du chapitre présente chacun de ces sous-systèmes. Après avoir été définis, les acronymes anglais de ces derniers sous-systèmes seront systématiquement utilisés, par soucis de concision.

4.2.1 Détecteur de vertex (SVT)

Le SVT (*Silicon Vertex Tracker*) est un détecteur de traces chargées situé à l'intérieur du tube de support de BABAR, c'est-à-dire au plus près des faisceaux. Son rôle est double: d'une part il permet une mesure précise de la position d'une trace à proximité du point d'interaction, ce qui est essentiel dans l'estimation de la position du vertex de désintégration du B . D'autre part il est associé à la DCH (*c.f.* ci-dessous) dans la reconstruction de la trajectoire des particules chargées, en particulier dans le cas d'impulsions transverses inférieures à $180 \text{ MeV}/c$, pour lesquelles la DCH enregistre un faible nombre de points sur la trajectoire.

Le SVT consiste en cinq couches cylindriques de détecteurs au silicium, assemblés en feuillets biface: une face mesure la position suivant z , l'autre mesure l'angle polaire ϕ . La figure 4.2 rassemble une photographie et une section transverse du SVT. La figure 4.3

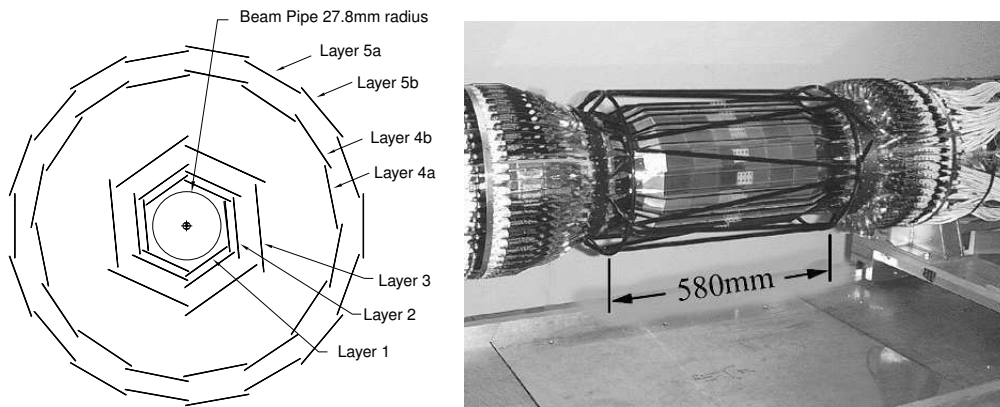


FIG. 4.2 – A droite, photographie du SVT assemblé. A gauche, schéma transversal des cinq couches de détecteurs au silicium: les trois premières sont composées de 6 modules disposés autour de l'axe, et les deux dernières de 16 et 18 modules respectivement.

présente une coupe longitudinale du SVT.

La résolution en z atteint environ $10 \mu\text{m}$ à angle d'incidence nul pour les trois premières couches, qui apportent donc l'essentiel de la précision sur la trajectoire d'une trace à proximité du point d'interaction. Cette résolution croît avec l'angle d'incidence, jusqu'à environ $40 \mu\text{m}$. Les deux autres couches ont une résolution à peu près constante de $40 \mu\text{m}$ environ.

4.2.2 Chambre à dérive (DCH)

L'objet principal de la DCH (*Drift CHamber*) est la détection des traces chargées, et la mesure de leur impulsion. La figure 4.4 schématise ses dimensions et sa position asymétrique par rapport au point d'interaction, due à la propulsion du centre de masse dans le référentiel de BABAR. La DCH est remplie d'un gaz à base d'hélium, dans lequel des fils d'aluminium sont disposés en 40 couches de cellules hexagonales, dont 24 font un angle avec l'axe z , ce

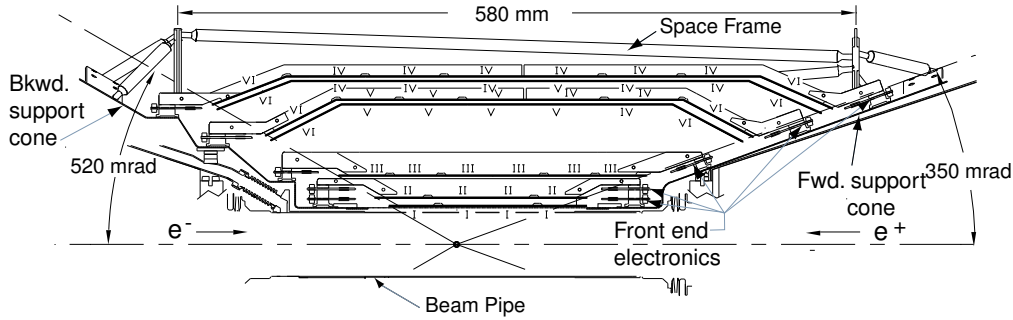


FIG. 4.3 – Vue longitudinale du SVT. On peut voir les éléments de la machine qui limitent l'acceptance angulaire à la plage $[20.1^\circ, 150.2^\circ]$.

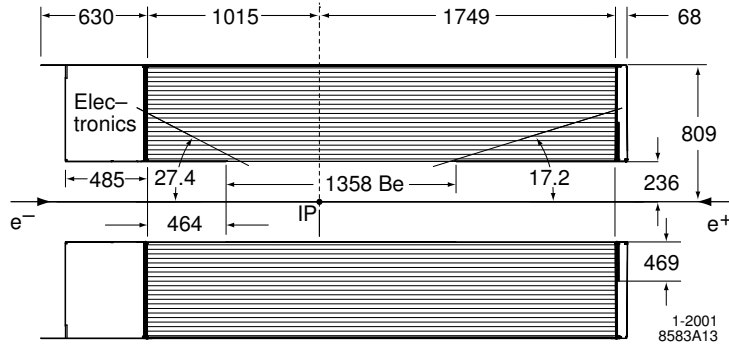


FIG. 4.4 – Schéma du volume actif de la DCH.

qui permet, par effet stéréo, d'obtenir l'information sur la position longitudinale avec une résolution d'environ 1 mm. La conception générale vise à minimiser la diffusion multiple, qui est une limite significative à la précision sur les paramètres d'une trace chargée pour le domaine d'énergie typique de BABAR.

De plus, la DCH permet une séparation π/K pour une impulsion inférieure à 700 MeV/c, grâce à la mesure de l'énergie spécifique perdue par ionisation dE/dx . Ceci la rend complémentaire au DIRC (*c.f.* ci-dessous).

4.2.3 Système d'identification de particules (DIRC)

Au delà de 700 MeV/c environ, la chambre à dérive ne sépare plus efficacement les différents hadrons chargés, en particulier les kaons et les pions. La nécessité d'un sous-système dédié à l'identification de particules de haute énergie découle alors des remarques suivantes.

- L'analyse de la violation de CP nécessite la reconstruction exclusive de certains ca-

naux de désintégration du méson B, dont le rapport de branchement est faible (de l'ordre de 10^{-4}). Par exemple, le canal $B^0 (\bar{B}^0) \rightarrow \pi^+ \pi^-$ permet de mesurer le paramètre α , mais le bruit de fond du canal $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ doit impérativement être éliminé, ce qui exige une discrimination K/ π pour des impulsions jusqu'à 4 GeV/c.

- L'identification d'un K chargé est un des meilleurs moyens d'étiqueter le B non CP. En effet, supposons que ce dernier se désintègre suivant $b \rightarrow c \rightarrow s$. Alors, la présence d'un K^- signe un \bar{B}^0 , et celle d'un K^+ un B^0 .

Le DIRC utilise l'effet Cherenkov pour identifier les particules jusqu'à 4 GeV/c environ: les propriétés du rayonnement Cherenkov permettent en effet de déduire la vitesse β d'une particule chargée. L'impulsion étant mesurée par la chambre à dérive, la masse est alors déterminée par l'équation:

$$p = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} mc \quad (4.14)$$

Le DIRC ayant donné lieu à un travail spécifique au cours de la thèse, le chapitre suivant lui est entièrement consacré.

4.2.4 Calorimètre électromagnétique (EMC)

Les gerbes électromagnétiques produites par les électrons et les photons sont détectées dans l'EMC. Ce système est donc essentiel dans la reconstruction des π^0 présents dans les canaux $B \rightarrow J/\psi K_S^0 (\pi^0 \pi^0)$ ou $B \rightarrow J/\psi K^* (K_S^0 \pi^0)$.

Le calorimètre électromagnétique de BABAR est composé d'environ 6600 cristaux d'iodure de césium (CsI), enrichis au thallium (Tl). Photons et électrons y déposent la totalité de leur énergie sous forme de gerbe. Avec l'aide de l'IFR (*c.f.* ci-dessous), l'EMC permet également de détecter K_L et muons.

Comme le montre la figure 4.5, les cristaux sont projectifs en ϕ et quasiment projectifs en θ , c'est-à-dire qu'ils "pointent" en direction du point d'interaction. Du fait de la propulsion du centre de masse, les particules sont projetées de préférence vers l'avant; en conséquence, un "bouchon" (*endcap*) vient compléter la partie cylindrique du calorimètre à l'avant du détecteur. La couverture polaire totale atteint ainsi:

$$10.78^\circ < \cos \theta_{lab} < 9.94^\circ. \quad (4.15)$$

L'EMC est également un outil puissant de sélection des électrons: la variable E_{cal}/p prend des valeurs proches de 1 pour un électron, qui dépose toute son énergie dans le calorimètre. La résolution en énergie a été mesurée sur un large spectre, et la dépendance suivante a été obtenue:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(2.32 \pm 0.30)\%}{\sqrt[4]{E(\text{GeV})}} \oplus (1.85 \pm 0.12)\%. \quad (4.16)$$

Quant à la résolution angulaire, elle varie de 12 mrad à 3 mrad pour des énergies croissantes.

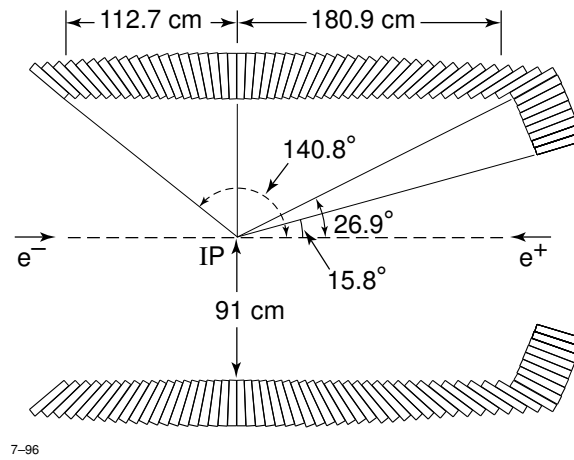


FIG. 4.5 – Schéma descriptif de la position des cristaux par rapport au point d'interaction. L'angle maximal de 15.8° (i.e. $\cos \theta_{lab} < 0.96$) n'est pas atteint en pratique, du fait de la présence d'éléments de la ligne de faisceau.

4.2.5 Retour de Flux instrumenté (IFR)

BABAR met à profit la structure externe en fer, nécessaire à la canalisation du flux magnétique créé par le solénoïde, en y insérant des compteurs à plaque résistive (RPC pour *Resistive Plate Chamber*) pour détecter muons et K_L . Cette structure, dessinée sur la figure 4.6, consiste en un cylindre hexagonal et deux bouchons à chaque extrémité de BABAR. Chacun de ces trois éléments est divisé en plaques dont l'épaisseur augmente de 2

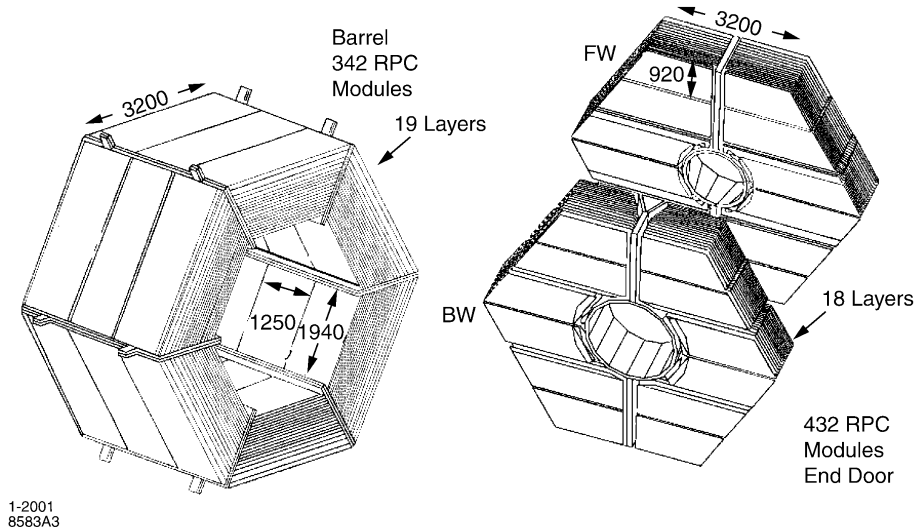


FIG. 4.6 – Schéma descriptif des trois volumes de l'IFR.

à 10 cm avec la distance à l'axe du faisceau, pour une épaisseur totale d'environ 65 cm pour la partie cylindrique et 60 cm pour les bouchons. Entre chaque plaque est installée une

RPC de 3 cm d'épaisseur, constituée de deux plaques de bakélite séparées par un volume gazeux (Argon/Freon/Isobutane), comme l'indique la figure 4.7.

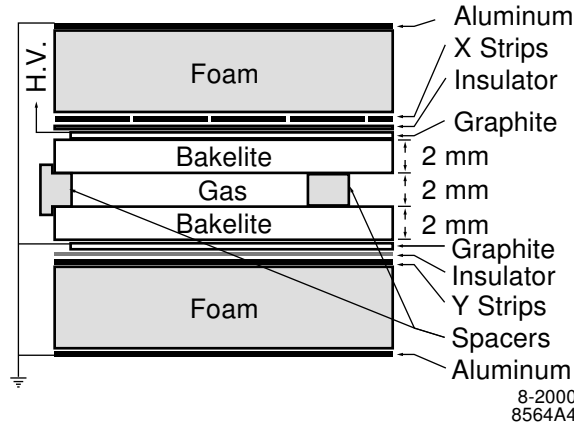


FIG. 4.7 – Schéma de principe d'une RPC.

Le passage d'une particule ionise le gaz, ce qui induit par effet capacitif un signal sur des pistes disposées en un maillage bidimensionnel: suivant z - ϕ pour le cylindre et x - y pour les bouchons. Notons qu'une RPC cylindrique bi-couche enveloppe également l'EMC, pour un total de 21 RPCs dans la partie cylindrique et 18 dans les bouchons.

Les coups enregistrés par ces pistes sont groupés suivant leur compatibilité avec chaque trace reconstruite dans la DCH et extrapolée dans l'IFR: seuls les coups correspondant à des pistes situées en deçà d'une certaine distance sont conservés. Chaque groupe donne alors lieu à l'évaluation de deux variables de type χ^2 : χ_{trk}^2 comparant chaque coup à l'extrapolation de la trace, et χ_{fit}^2 comparant chaque coup à un polynôme de degré 3. Ces deux variables sont utilisées dans l'identification des muons. On définit également λ , nombre de longueurs d'interaction qu'a traversé la particule dans le détecteur. Cette variable est fondamentale dans l'identification des muons, qui ne font pas de gerbes hadroniques et pénètrent donc profondément dans l'IFR. Une efficacité de sélection de 85% sur les muons est obtenue pour un spectre en impulsion allant de 1 GeV/c à 3 GeV/c, avec une contamination de pions de l'ordre de 4 à 8%.

4.2.6 Système de déclenchement

Afin de décider si un événement mérite d'être enregistré, en vue d'une analyse physique ultérieure, BABAR utilise un système de déclenchement à deux niveaux:

- Le déclencheur de niveau 1 fonctionne par échantillonnage à intervalle fixe. Il agrège la réponse de trois sous-systèmes déclenchant plus spécifiquement sur des particules chargées (*DCH Trigger DCT*), des particules neutres (*EMC Trigger EMT*), ou des rayons cosmiques (*IFR Trigger IFT*). Un déclencheur global (*Global Level Trigger GLT*) utilise l'information provenant des deux premiers pour tenter d'associer à un

objet neutre une trace chargée, et utilise le troisième pour exercer un veto sur les événements cosmiques. Alors que la fréquence d'entrée est de l'ordre de 1 MHz, le *GLT* est conçu pour générer le déclencheur de niveau 1 avec une fréquence d'environ 2 kHz. Pour une série de données prises avec des courants de 700 et 1100 mA, respectivement pour le HER et le LER, le taux final de déclenchement de niveau 1 est plutôt de l'ordre de 700 Hz. Son efficacité sur des événements $B\bar{B}$ est de plus de 99.9%.

- Le déclencheur de niveau 3 analyse alors les données de tous les sous-systèmes de BABAR pour réduire la fréquence d'archivage à 100 Hz maximum, qui est la fréquence ciblée à une luminosité de $3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. L'efficacité globale de déclenchement atteint 99% environ pour des événements $B\bar{B}$.

On pourra trouver une présentation détaillée de la logique de déclenchement dans la référence [7].

En conclusion, BABAR et PEP-II constituent un complexe particulièrement bien adapté à l'étude des mésons B . Entre le début de la prise de données utilisables en octobre 1999 et l'arrêt machine en octobre 2000, PEP-II a délivré une luminosité intégrée de 20.7 fb^{-1} à la résonance, et 2.6 fb^{-1} 40 MeV en dessous du pic de l' $\Upsilon(4S)$, afin d'étudier le continuum $q\bar{q}$.

Comme l'illustre la figure 4.8, BABAR a enregistré 93.3% de la luminosité totale délivrée par PEP-II. Cet échantillon, appelé dans la suite de l'exposé "campagne 1999-2000", constitue l'ensemble des données sur lequel la violation de CP a été étudiée.

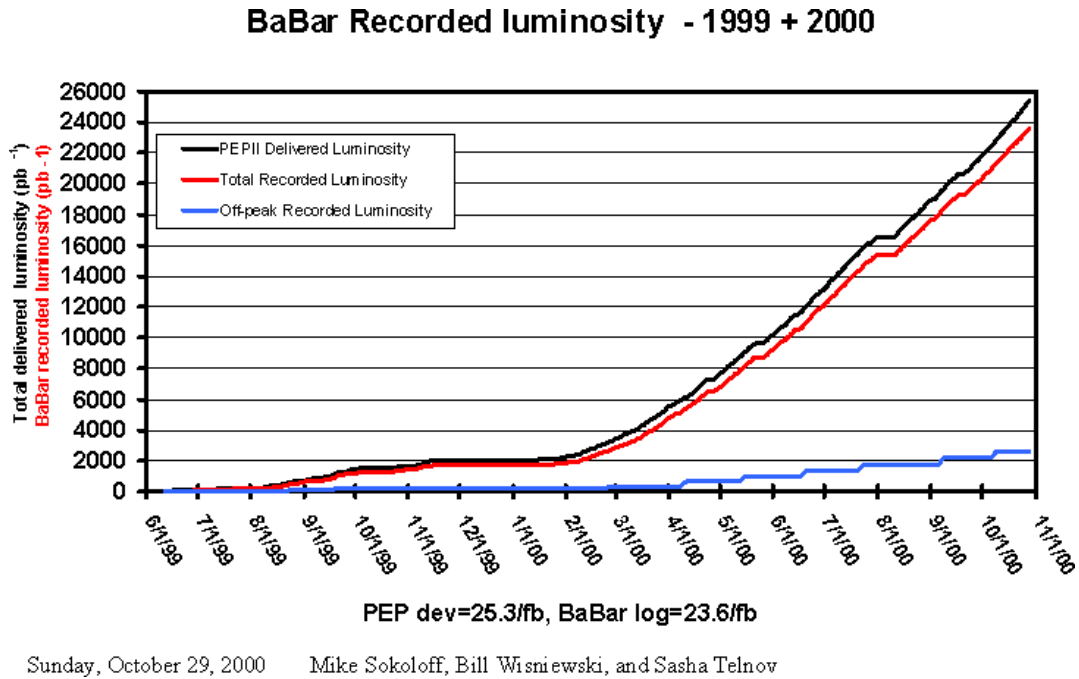


FIG. 4.8 – Luminosité intégrée de BABAR.

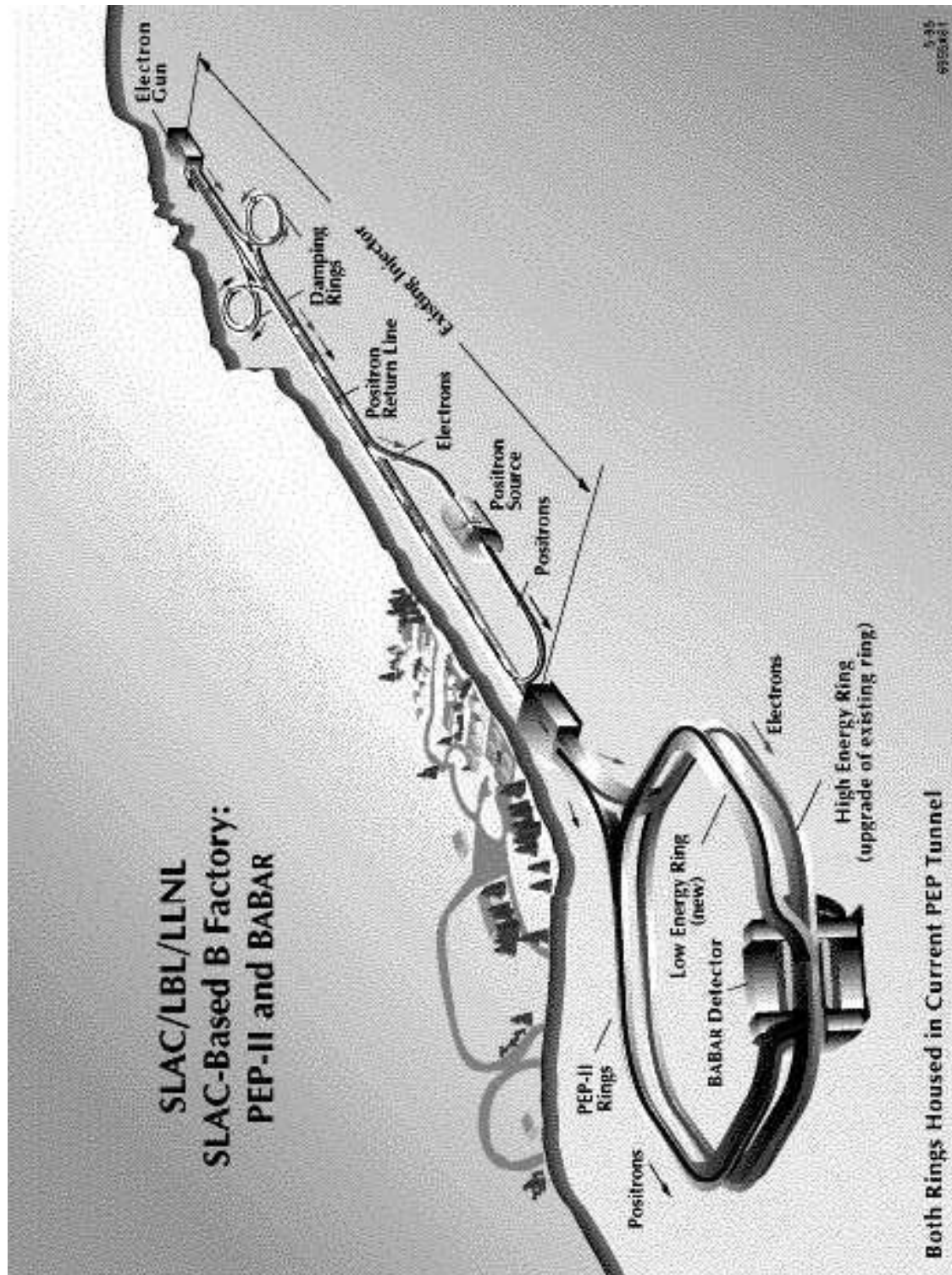
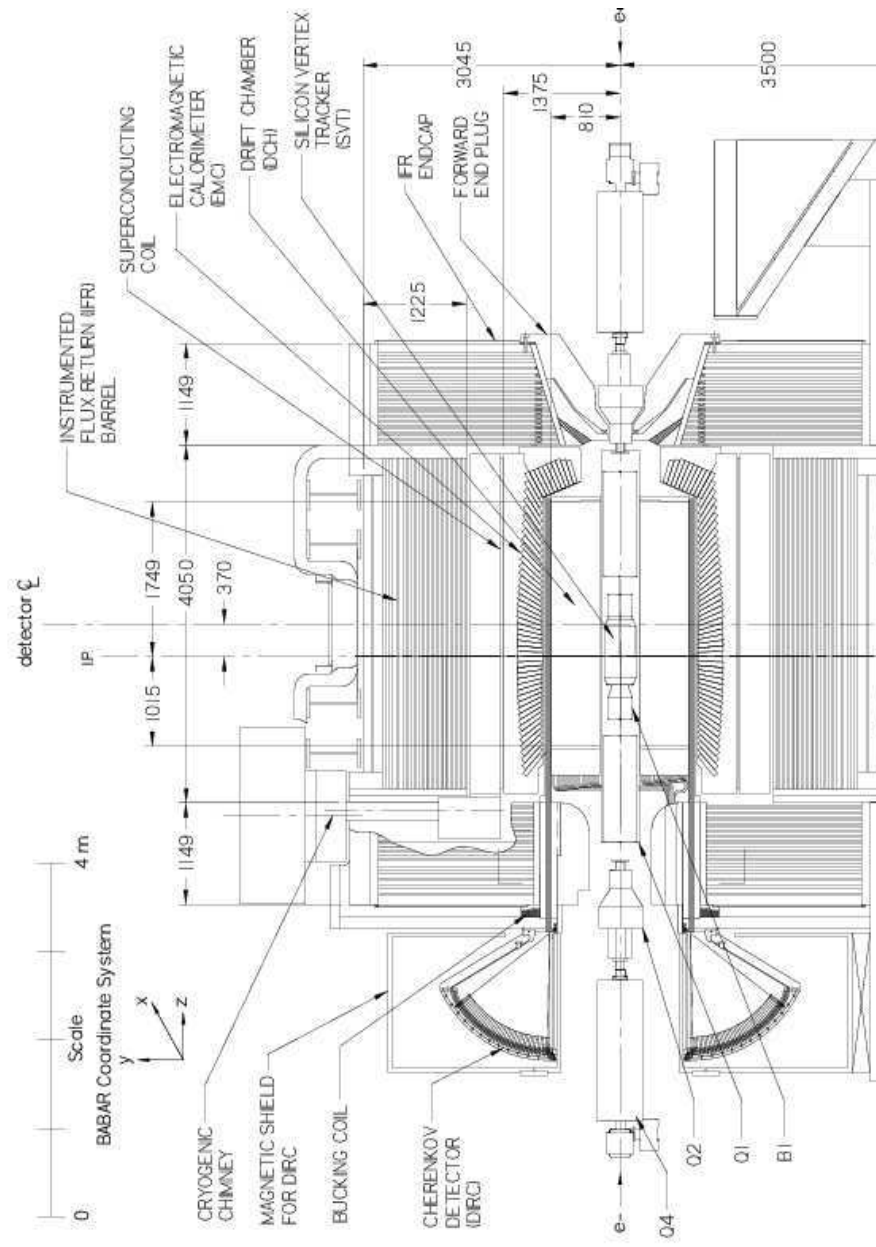


FIG. 4.9 – Dessin d’une vue aérienne du complexe formé par l’accélérateur linéaire, les deux anneaux de PEP-II, et le détecteur BABAR, sur le site de SLAC, en Californie.

FIG. 4.10 – *Section de BABAR.*

Chapitre 5

Le DIRC: présentation et contrôle qualité des barres de quartz.

Le DIRC est un sous-système de BABAR, dédié à l'identification des particules chargées et, plus spécifiquement, à la discrimination $\pi \perp K$. Comme son nom l'indique, il utilise le rayonnement Cherenkov. La première partie de ce chapitre détaille son fonctionnement, et se conclut sur ses performances actuelles. La construction du DIRC a donné lieu à un important travail expérimental, où j'ai mis au point, construit et utilisé un système optique pour le contrôle qualité des radiateurs de quartz. La dernière partie expose ce travail.

5.1 Principe de Fonctionnement du DIRC

On a vu au chapitre précédent que le DIRC est nécessaire à l'identification de particules dans une gamme d'impulsion allant de 700 MeV/c à 4 GeV/c. Pour ce faire, il utilise le rayonnement Cherenkov, de manière originale: au lieu de transmettre ce dernier vers un module de détection, comme c'est le cas d'un RICH¹, le DIRC piège ce rayonnement par réflexion interne totale dans des barres de quartz, où il a pris naissance, et le guide vers une extrémité du détecteur pour y être "visualisé". La section suivante détaille ce principe de fonctionnement.

5.1.1 Rayonnement Cherenkov

Définition et propriétés

Une particule chargée de vitesse β , traversant un milieu d'indice de réfraction n , donne naissance à une émission cohérente de lumière, appelée rayonnement Cherenkov, lorsque la condition suivante est remplie:

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (5.1)$$

Dans la suite, on appelle radiateur le milieu dans lequel sont créés les photons Cheren-

1. *Ring Imaging CHerenkov device*. Voir par exemple [50].

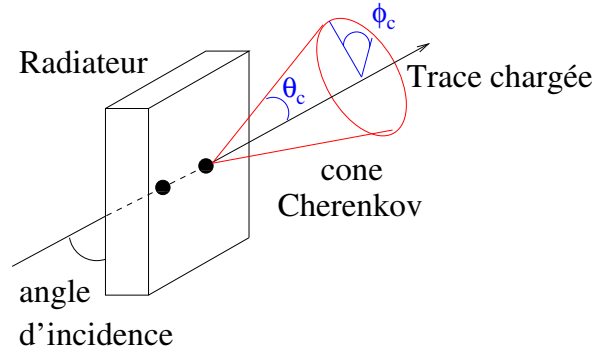


FIG. 5.1 – Schéma de l'émission Cherenkov d'une particule traversant un milieu matériel. Un seul cône est dessiné, mais la particule émet des photons Cherenkov tout le long de sa trajectoire dans le radiateur.

kov. Outre la condition de seuil (5.1), le rayonnement Cherenkov possède les propriétés suivantes.

1. Distribution angulaire: avec les notations de la figure 5.1, il vient

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta \cdot n(\lambda)}. \quad (5.2)$$

Les photons sont donc émis sur un cône de demi-angle au sommet θ_c et d'axe la direction de la particule au point de production du rayonnement.

2. Spectre des photons (relation de Franck-Tamm):

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dx d\lambda} = \frac{2\pi \alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2(\theta_c). \quad (5.3)$$

Cette équation appelle deux remarques: tout d'abord le nombre de photons croît comme λ^{-2} , donc ces derniers sont générés préférentiellement dans l'U.V. et le visible. D'autre part, le spectre n'est pas monochromatique, donc θ_c dépend de λ via l'indice de réfraction $n(\lambda)$. Cet achromatisme entraîne une résolution intrinsèque sur θ_c , le DIRC ne mesurant pas l'énergie des photons.

En combinant (5.2) et $p = \frac{\beta}{\sqrt{1 \pm \beta^2}} mc$, on obtient l'équation:

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n} \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p}\right)^2}, \quad (5.4)$$

dont les graphes pour 5 hypothèses de masse sont donnés sur la figure 5.2.

Pouvoir de séparation

Suivant la référence [50], on définit le pouvoir de séparation par

$$N_\sigma \equiv \frac{m_1^2 \pm m_2^2}{2p^2 \sigma_{\theta_c} \tan \theta_c}. \quad (5.5)$$

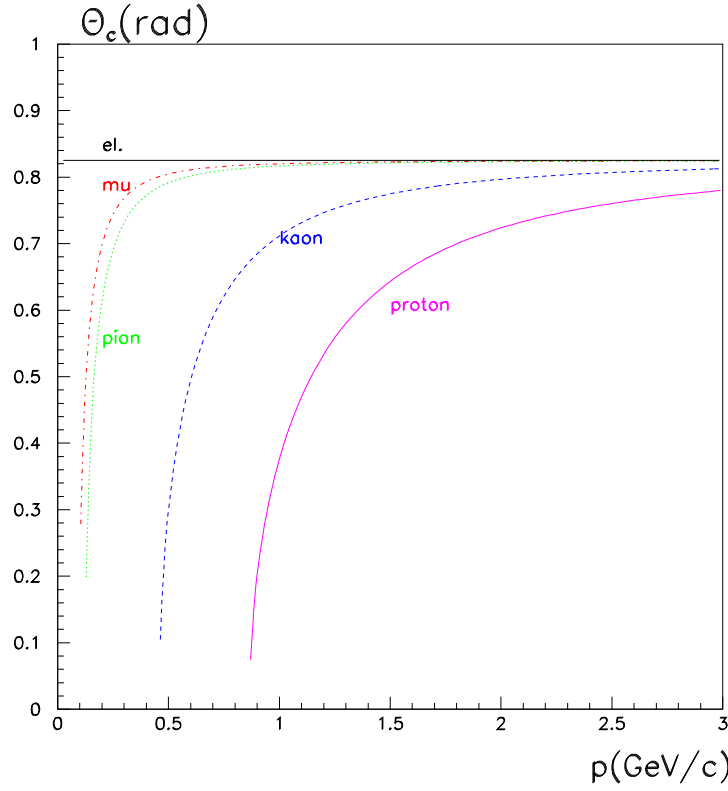


FIG. 5.2 – Graphes de la fonction $\theta_c = \arccos \left(\frac{1}{n} \sqrt{1 + \left(\frac{m}{p} \right)^2} \right)$, pour les 5 hypothèses de particules.

Si on s'intéresse à la séparation π/K , on peut ainsi estimer la résolution angulaire σ_{θ_c} nécessaire à l'obtention d'une séparation N_σ à une impulsion p donnée ($\beta = 1$ pour simplifier):

$$p^2 \text{ [(GeV/c)}^2] \leq \frac{0.113}{N_\sigma \sigma_{\theta_c} [\text{rad}]} \quad (5.6)$$

Une séparation de 4σ pour une impulsion allant jusqu'à 4 GeV/c exige donc $\sigma_{\theta_c} \leq 2 \text{ mrad}$.

Les trois propriétés ci-dessus ont été utilisées dans les RICHs, premiers détecteurs 4π identifiant les particules en reconstruisant l'image d'un cône Cherenkov, ou d'une de ses sections. Le paragraphe suivant décrit le principe de fonctionnement du DIRC, qui est un RICH d'un genre nouveau.

5.1.2 Conception du DIRC

Dans un RICH "classique", le rayonnement est transmis à travers les radiateurs, jusqu'à un module de détection qui jouxte généralement ces derniers.

Le DIRC inove en utilisant les radiateurs non seulement pour générer les photons, mais également pour les piéger par réflexion interne totale, et les guider vers un module de détection situé en dehors du cylindre du détecteur [47]. Dans le cas d'un radiateur de forme parallélépipédique rectangle, l'angle θ_c est conservé le long d'un tel trajet. Sur la

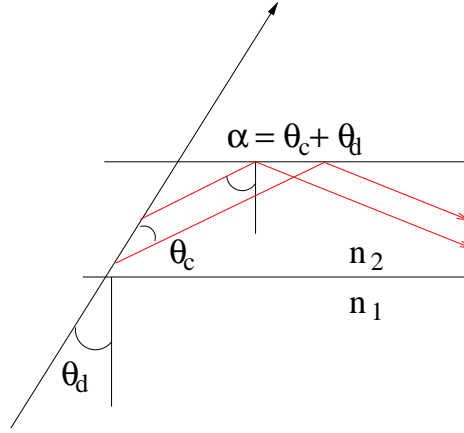


FIG. 5.3 – Schéma d'un radiateur. Sa forme parallélépipédique permet de l'utiliser comme un guide de lumière, en s'appuyant sur la réflexion interne totale d'une partie des photons.

figure 5.3, la condition de réflexion interne totale s'écrit:

$$\frac{n_1}{n_2} < \sin(\theta_c + \theta_d). \quad (5.7)$$

Le cas le plus défavorable correspond à $\theta_d = 0$, pour lequel (5.7) donne

$$\left(\frac{1}{n_2}\right)^2 = \frac{\beta^2}{1 + \beta^2} \sim \frac{1}{2}. \quad (5.8)$$

où on a posé $n_1 = 1$. Pour $n_2 > \sqrt{2}$, une fraction de lumière est donc toujours piégée par réflexion interne totale.

Cette technique présente divers avantages:

- le matériel devant le calorimètre se résume aux radiateurs et à leur support;
- le module de détection des photons étant repoussé en dehors du cylindre du détecteur, donc du champ magnétique, il devient possible d'utiliser des photomultiplicateurs simples, rapides et robustes;
- on montre enfin que la surface instrumentée est plus faible que dans le cas d'un RICH classique.

Néanmoins, les multiples réflexions internes des photons le long du radiateur replient le cône Cherenkov sur lui-même, rendant la reconstruction de l'image de l'anneau Cherenkov plus complexe. De plus, la nécessité de transporter les photons, sans distorsion de l'angle Cherenkov, impose des spécifications exigeantes sur la géométrie des radiateurs.

La figure 5.4 présente le schéma de principe du DIRC. On y distingue deux ensembles:

- les radiateurs, situés autour de l'axe du faisceau;

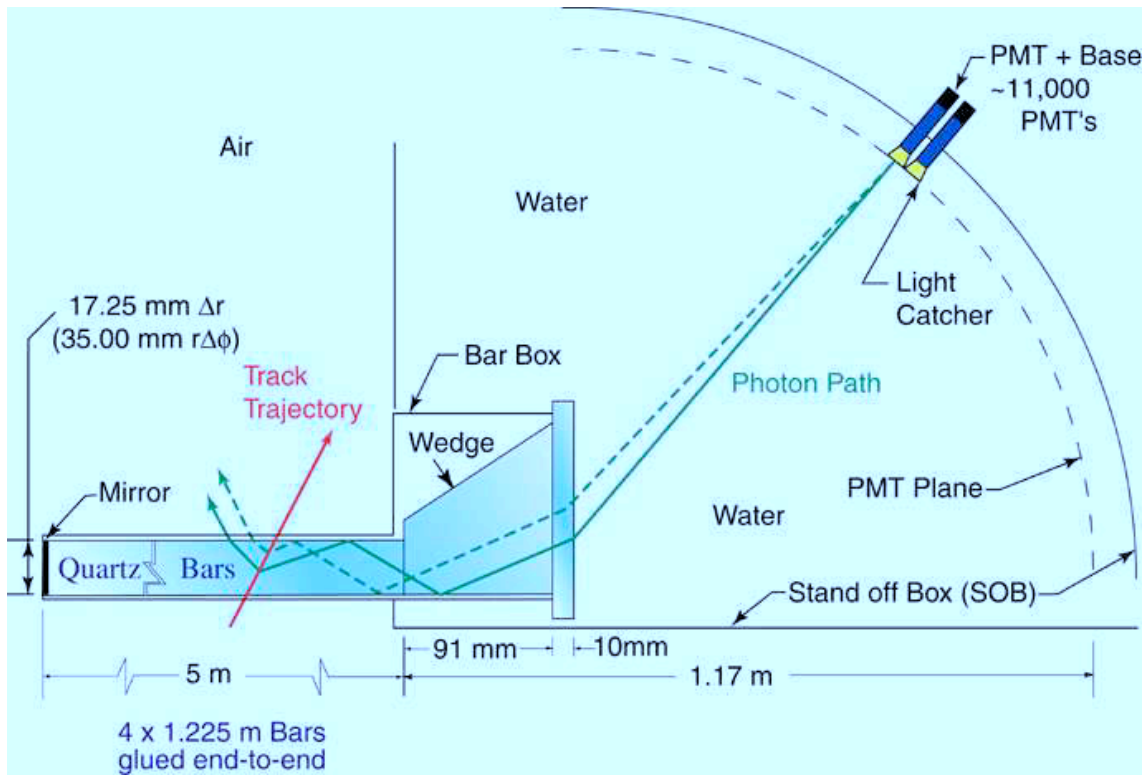


FIG. 5.4 – Schéma de principe du DIRC

- le volume de détection des photons, situé à l'arrière de BABAR, constitué d'un réservoir rempli d'eau, instrumenté par des photomultiplicateurs.

La section suivante détaille les différents éléments visibles sur la figure 5.4. On peut dès à présent noter que le concept du DIRC, tel qu'il est schématisé ci-dessus, est particulièrement bien adapté à un collisionneur asymétrique: le centre de masse étant en mouvement dans le référentiel du détecteur, les particules de grande impulsion sont projetées vers l'avant du détecteur. Celles-ci, dont l'identification est la plus difficile, pénètrent donc dans le DIRC avec un angle d'incidence accru, ce qui augmente à la fois le trajet dans le radiateur et la fraction de photons totalement réfléchis. Par contre, la distance parcourue dans le radiateur est augmentée. Ce dernier doit donc avoir un coefficient d'atténuation très faible.

5.2 Description du DIRC pour BABAR.

5.2.1 Choix du radiateur

Le choix s'est porté sur de la silice amorphe et synthétique que, par abus de langage, on appelle quartz dans la suite de l'exposé. Ce matériau répond à plusieurs exigences du DIRC.

- Le quartz est transparent dans le domaine visible et proche U.V., domaine privilégié par la relation de Franck-Tamm (5.3)². De plus le quartz a un excellent facteur de transmission: 99.9%/m à 442 nm.
- L'indice de réfraction du quartz, $n=1.472$, est supérieur à $\sqrt{2}$ (c.f. équation (5.8)). Par ailleurs, le quartz autorise un très bon polissage (rugosité de surface: 5 Å RMS), et son coefficient de réflectivité interne totale est excellent: 99.97%/réflexion à 442 nm.
- Enfin, le quartz est un matériau de faible dispersion chromatique, et, de plus, très homogène: $\Delta n < 10^{-5}$ pour une longueur d'onde donnée.

5.2.2 Casiers (*Bar Box*)

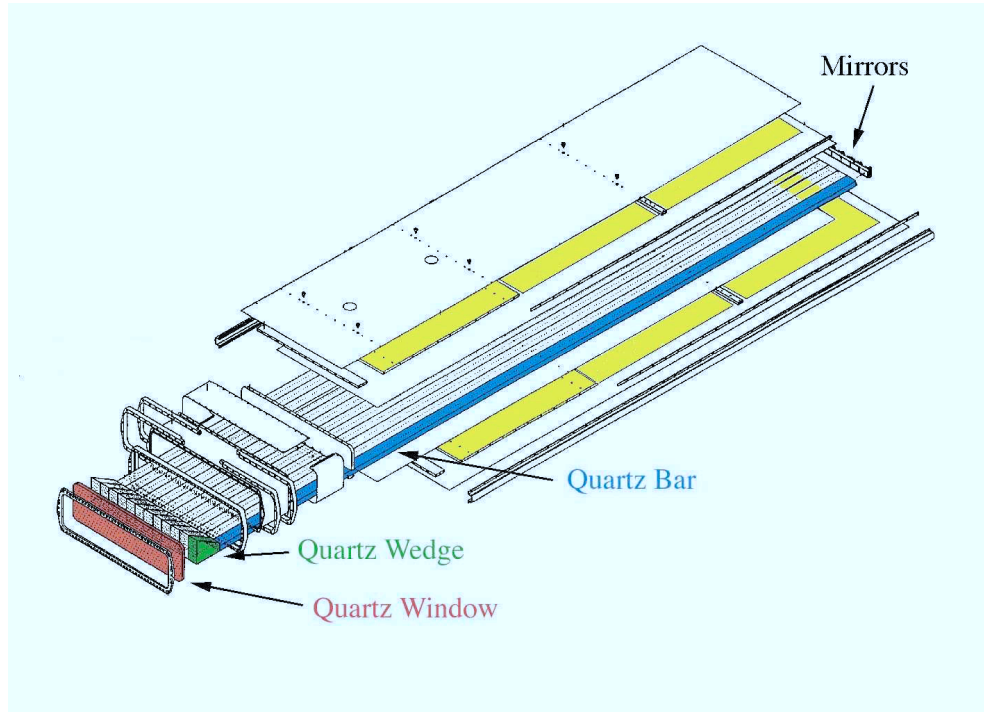


FIG. 5.5 – Schéma d'un casier complet.

2. Le quartz naturel a été rejeté car il jaunit sous l'effet de forts rayonnements (c.f. [28]).

Les barres de quartz sont collées par quatre pour former un radiateur de 4.9 m de longueur.³ Pour éviter d'instrumenter le DIRC à chaque extrémité des radiateurs, un miroir est collé à l'avant du détecteur. A l'autre extrémité, un prisme replie les photons vers le centre du détecteur, diminuant de 50% la surface d'instrumentation nécessaire (*c.f.* figure 5.4). Les radiateurs sont placés par 12 dans des casiers, séparés de 75 μm . 12 casiers couvrent ainsi environ 94% de l'angle azimuthal et 87% de l'angle polaire (calculé dans le référentiel du centre de masse). Enfin, une fenêtre de quartz fait l'interface entre un casier et le volume de détection du DIRC.

5.2.3 Le volume d'expansion (*Stand Off Box*)

Contrairement aux casiers, le S.O.B. (pour *Stand Off Box*) est situé à l'extérieur du volume de BABAR, du côté de l'arrivée des électrons de PEP-II. Il s'agit d'un caisson de 6 m³, rempli d'eau pure, en circulation permanente, avec des étapes de déionisation et de filtrage. L'eau et le quartz ont des indices de réfraction assez proches, donc les photons subissent à l'interface quartz-eau une déviation angulaire faible.

La paroi faisant face aux casiers est nappée de photomultiplicateurs (PMTs): un "secteur" de 896 PMTs fait face à chaque casier, ce qui donne donc un écran instrumenté de 10752 PMTs. La forme conique de chaque secteur du S.O.B permet d'avoir une distance constante de 117.42 cm entre chaque photomultiplicateur et le plan des fenêtres de quartz. Sur chaque secteur, un châssis électronique est monté, pour l'acquisition des données. Un bouclier magnétique protège les photomultiplicateurs du champ magnétique de BABAR.

5.2.4 Performances attendues

La mesure de l'angle Cherenkov d'une trace donnée est limitée par une résolution $\sigma_{\theta_c}^{trace}$, qu'on peut écrire comme la somme quadratique de deux termes:

$$\sigma_{\theta_c}^{trace} \equiv \frac{\sigma_{\theta_c}^\gamma}{N_\gamma} \oplus \sigma_0. \quad (5.9)$$

σ_0 est un terme systématique, tenant compte des effets d'alignement et des incertitudes sur l'estimation par la chambre à dérive de l'impulsion et de l'angle d'incidence de la trace. Le terme statistique $\sigma_{\theta_c}^\gamma/N_\gamma$ permet de tenir compte du fait que la précision de la mesure augmente avec le nombre de photons utilisés pour reconstruire la section du cône Cherenkov. La résolution par photon, $\sigma_{\theta_c}^\gamma$, agrège plusieurs termes, détaillés ci-dessous.

Granularité de l'écran et taille du radiateur

L'angle d'émergence d'un photon est estimé à partir de sa ligne de vol depuis le centre de la barre d'où il est supposé provenir jusqu'au centre du photomultiplicateur où il est

3. Le choix de la colle, qui doit résister aux rayonnements et avoir un indice de réfraction aussi proche de celle du quartz que possible, est détaillé dans [54]. La production directe de barres de quartz de 4.9 m n'a pas été possible.

déecté. Cette procédure introduit deux incertitudes.

- La granularité de l'écran limite la résolution à:

$$\sigma_\epsilon[\text{rad}] = \frac{1}{L_{S.O.B}} \frac{d_\epsilon}{\sqrt{16}},$$

où d_ϵ est le diamètre utile du photomultiplicateur et $L_{S.O.B}$ la distance entre un PMT et une fenêtre de quartz. En négligeant les effets de bord, ce diamètre vaut 2.82 cm. Une grille entourant chaque PMT a été ajoutée, dont l'effet est d'augmenter de 20% le nombre de photons détectés au prix d'un diamètre utile $d_\epsilon \approx 3.1$ cm.

- L'approximation d'un photon émergeant au centre de la barre ajoute en quadrature un terme:

$$\frac{1}{L_{S.O.B}} \frac{s}{\sqrt{12}},$$

où s est l'épaisseur de la barre ($s = 1.7$ cm). Il est à noter que la largeur de la barre entraîne une incertitude sur ϕ_c mais pas sur θ_c , et n'apparaît donc pas ci-dessus.

En tenant compte de la différence d'indice entre l'eau et le quartz, qui fait apparaître⁴ un facteur d'échelle $\frac{n_\epsilon}{n_q}$, et en utilisant les valeurs $n_\epsilon = 1.344$, $n_q = 1.472$, $d_\epsilon = 3.1$ cm et $s = 1.7$ cm, la résolution géométrique totale vaut finalement:

$$\sigma_{geom} = \frac{n_\epsilon}{n_q} \frac{1}{L_{S.O.B}} \sqrt{\left(\frac{d_\epsilon}{\sqrt{16}}\right)^2 + \left(\frac{s}{\sqrt{12}}\right)^2} \approx 7.1 \text{ mrad}.$$

Résolution chromatique

L'indice de réfraction n dépend de la longueur d'onde des photons, ce qui produit un élargissement de l'angle Cherenkov qu'on peut estimer à:

$$\Delta\theta_c \approx \frac{\partial\theta_c}{\partial n} \Delta n \approx \frac{\Delta n}{\beta n^2 \sin\theta_c}.$$

En tenant compte de (5.2), on obtient:

$$\begin{aligned} \sigma_{achrom}(\theta_c) &\approx \frac{\Delta n}{n} \sqrt{\frac{1}{\sin^2(\theta_c)}} \pm 1 \\ &\approx 5.4 \text{ mrad}. \end{aligned}$$

avec, pour l'application numérique, $\frac{\Delta n}{n} \approx 0.0042$ et $\beta = 0.9$.

4. Il suffit pour s'en convaincre de considérer la formule de Snell-Descartes à petit angle, $n_q\theta_q = n_\epsilon\theta_\epsilon$, et de passer aux incertitudes.

Imperfection des radiateurs

La propagation des photons le long de la barre induit une distorsion de l'angle Cherenkov, due principalement à:

- des surfaces non parfaitement planes;
- un parallélisme imparfait;
- des surfaces non perpendiculaires.

Pour illustrer le propos et justifier la section suivante, on considère la simulation d'un rayon lumineux à 50 degrés, qui rebondit sur les arêtes d'un quadrilatère. La figure 5.6 illustre l'effet d'une imperfection de la géométrie d'une section de la barre sur le transport de l'angle après 300 rebonds. Lorsque ce quadrilatère est un rectangle, le transport se fait sans distorsion alors que, dans le cas d'une section en forme de parallélogramme, la distorsion atteint 3.4 mrad (RMS).

Cette illustration simpliste n'est pas dépourvue de sens, car des simulations complètes (*c.f.* [39]) mènent à la conclusion qu'une non-perpendicularité à hauteur de 0.25 mrad est suffisante pour limiter l'effet cumulé de l'imperfection des barres à 4 mrad (RMS).

La résolution par photon atteint alors 9.8 mrad environ, d'où une résolution par trace —pour une moyenne de 30 photons— de 1.8 mrad, suffisante d'après (5.5) pour assurer une séparation π/K de 4σ jusqu'à 4 GeV/ c environ. Plus précisément, la figure 5.7 rassemble les performances récentes obtenues avec le DIRC, sur des données $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

La section suivante décrit en détail le travail personnel, effectué à SLAC, de conception et d'utilisation d'un dispositif de contrôle de la qualité des barres de quartz.

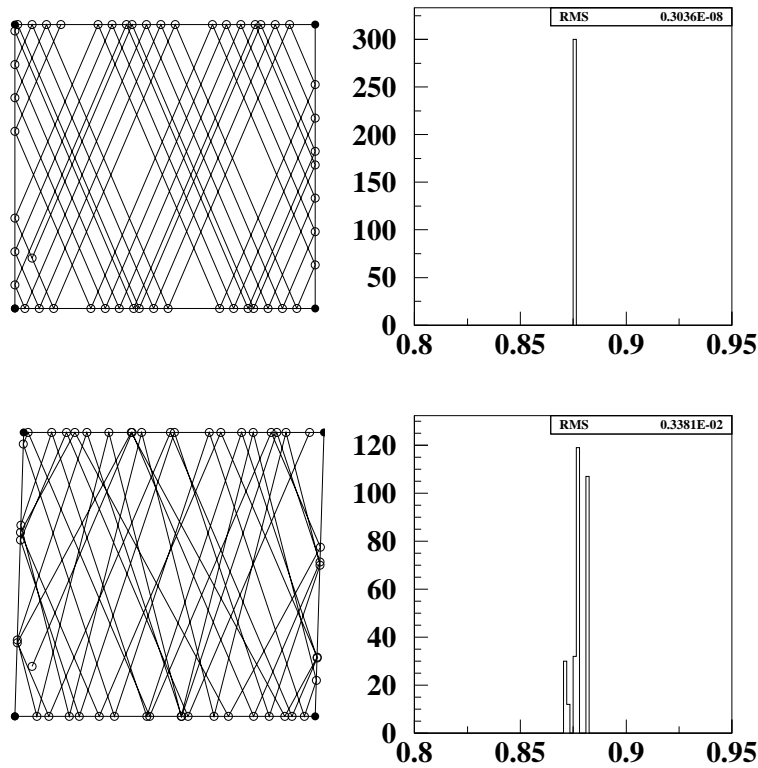


FIG. 5.6 – *Simulation 2D de la propagation d'un rayon lumineux dans une barre de quartz. 300 rebonds ont été simulés. A gauche: schéma du quadrilatère et trajectoire du rayon après les 50 premiers rebonds. A droite: valeur de l'angle d'incidence après chaque rebond. Les figures du haut illustrent le cas parfait d'un rectangle, les figures du bas celui d'un parallélogramme non rectangle: l'inclinaison, largement exagérée sur la figure, est alors de 25 mrad.*

5.3 Contrôle qualité des barres de quartz

La procédure de contrôle qualité que j'ai mise en place à SLAC a lieu en bout de chaîne de production des barres de quartz: le quartz synthétique est produit en Angleterre sous forme de cylindre circulaire d'environ 1.50 m de longueur et 30 cm de diamètre (figure 5.8). Ces "lingots" sont envoyés à SLAC pour un premier contrôle qualité où la présence éventuelle de bulles ou d'autres défauts dans le volume de quartz est recherchée. En particulier, le quartz synthétique peut présenter une structure périodique (des couches de refroidissement) qui module l'indice de réfraction, ce qui perturbe sensiblement la propagation de la lumière (*c.f.* [57][30]). Les lingots sont ensuite découpés longitudinalement en seize plaques de deux barres, et la matière restante sert à la découpe des fenêtres et des prismes.

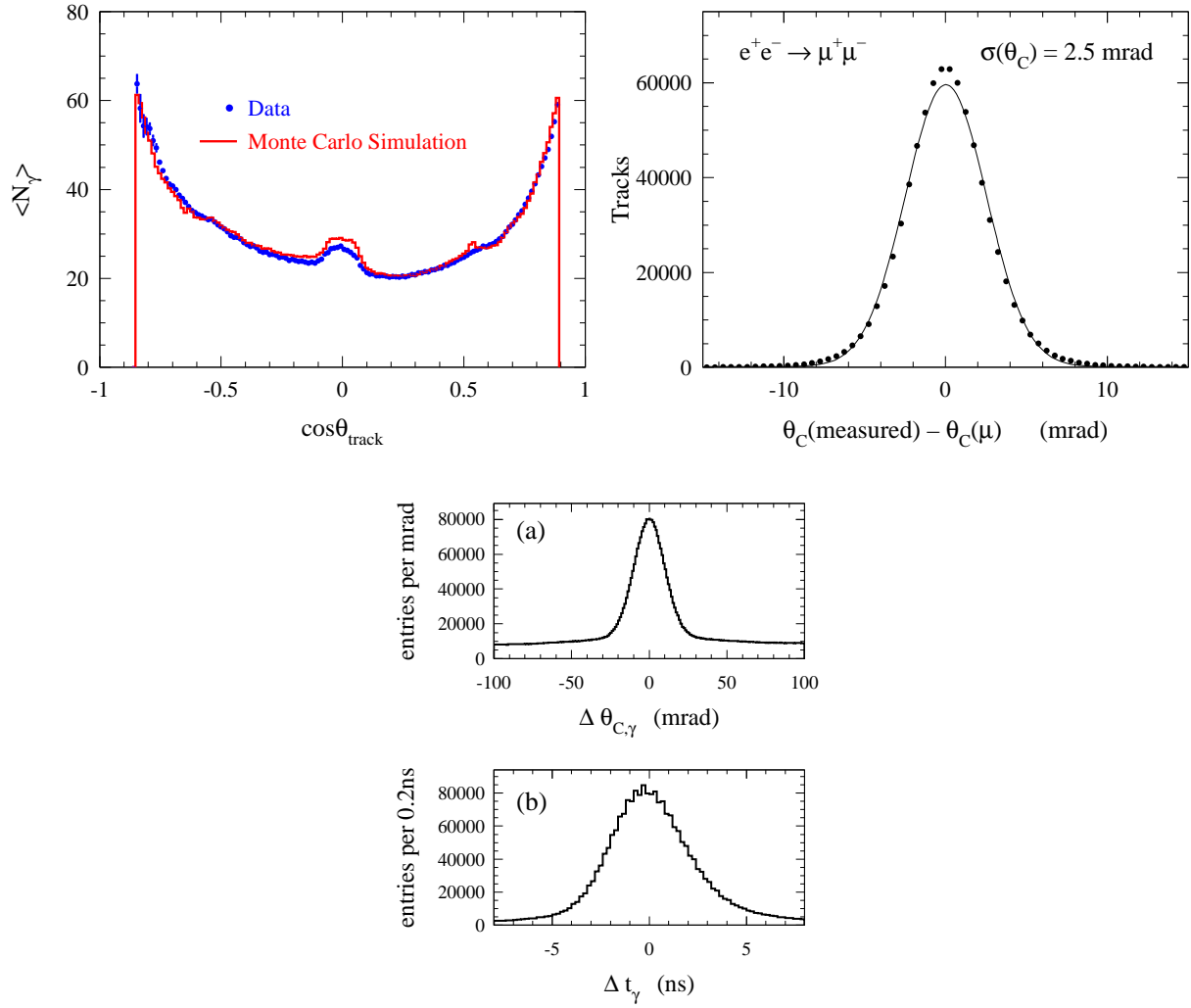
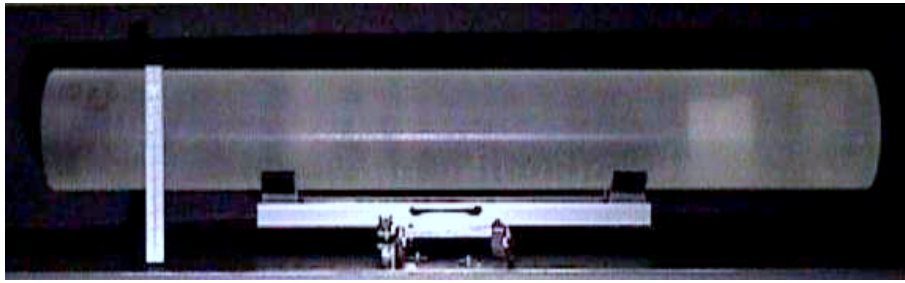


FIG. 5.7 – Performances obtenues sur des événements di-muons. En haut à gauche: nombre de photons détectés en fonction de l'angle d'incidence de la trace. En haut à droite: résolution par trace sur l'angle Cherenkov. En bas: résolution par photon (a) et résolution temporelle (b).

Les plaques sont usinées et polies dans une filiale de Boeing suivant la procédure décrite ci-dessous.

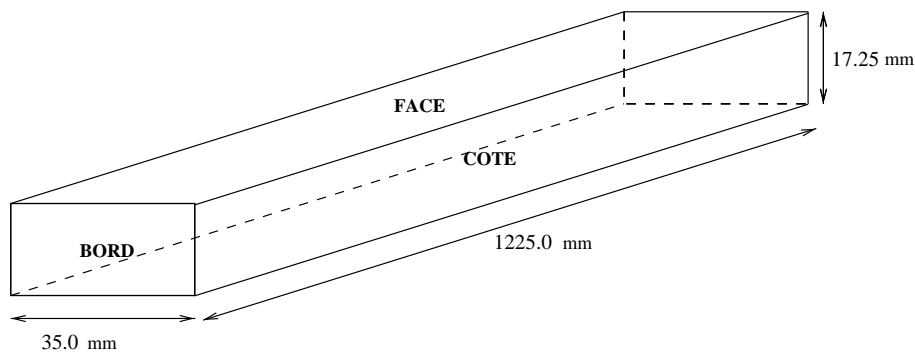
- Les faces et côtés des plaques sont grossièrement polis aux dimensions requises, puis un deuxième polissage nivelle les faces, et un troisième les amène aux spécifications de la table 5.1. Les plaques sont alors coupées en leur milieu.
- Les barres sont ensuite empilées par quatre, puis la même suite de polissages grossier, moyen et fin est opérée sur les côtés.
- Les piles de quatre barres sont alors alignées par quatre, et les bords subissent le même polissage en trois étapes.

FIG. 5.8 – *Vue d'un lingot.*

– Enfin, les barres sont nettoyées, contrôlées, puis envoyées à SLAC. C'est à ce dernier stade que le contrôle qualité que j'ai installé prend place.

5.3.1 Cahier des charges

Une barre est dessinée sur la figure 5.9, avec ses dimensions nominales et, pour référence, le nom adopté pour ses différentes surfaces dans la suite de l'exposé.

FIG. 5.9 – *Schéma d'une barre.*

Dans la section précédente, on a souligné le fait que la géométrie du radiateur est cruciale pour la mesure de l'angle Cherenkov: les faces doivent être perpendiculaires pour conserver ce dernier lors du transport des photons vers le volume d'expansion, la qualité de surface des barres de quartz doit assurer un excellent coefficient de réflexion, etc.⁵ De plus, elles doivent être suffisamment droites et rectangulaires pour ne pas rendre difficile l'obtention par collage d'un radiateur de 4.9 m et son installation dans le casier. Les spécifications géométriques, qui nous concernent pour la suite de l'exposé, sont réunies dans le tableau 5.1.

Pour l'ensemble des quatre angles face/côté, une variable, appelée RMS, a été définie,

5. On ne revient pas ici sur le dispositif, décrit dans [42], mis en place pour étudier les propriétés optiques du quartz ainsi que la qualité de surface des barres.

	valeur nominale	tolérance sévère	tolérance lâche
longueur [mm]	1225.0	+0.0 / ± 0.5	+0.0 / ± 2.0
largeur [mm]	35.0	+0.0 / ± 0.5	aucune
épaisseur [mm]	17.0	+0.0 / ± 0.5	nominale 17.250
angles face-côté [mrad]	0	± 0.25	$RMS = 0.4$
angles face-bord [mrad]	0	± 0.5	aucune
angles côté-bord [mrad]	0	± 0.5	aucune

TAB. 5.1 – *Tolérances sur les dimensions et les angles (novembre 1998). Les angles correspondent à la déviation par rapport à un angle droit.*

selon:

$$RMS = \frac{\sqrt{\sum_1^4 (\alpha_i \pm \frac{\pi}{2})^2}}{2}. \quad (5.10)$$

Cette variable prend en compte la qualité globale des quatre angles, ce qui est plus conforme à l'effet d'une imperfection de la barre sur le transport des photons. Son utilisation est discutée plus loin.

Dès lors, l'objectif à atteindre pour un contrôle qualité à SLAC a deux volets:

- obtenir sur les dimensions une précision d'au moins $25 \mu\text{m}$.
- atteindre si possible une résolution de 0.25 mrad sur les angles, en particulier pour les angles face-côté.

5.3.2 Mise en place du contrôle qualité à SLAC

Afin de mesurer les dimensions et angles des barres de quartz, sans en détériorer les qualités optique et mécanique, un dispositif de contrôle qualité a été mis en place à SLAC (*c.f.* [29]).

Pour ne pas souiller les barres par contact, on a cherché à éviter les systèmes de mesure habituels, fondés par exemple sur la pression exercée au contact avec la surface. Le choix s'est porté sur un dispositif optique, dont l'idée générale est d'analyser différentes images de la barre, prises par un microscope et enregistrées par un logiciel d'analyse d'image.

Le dispositif, schématisé sur la figure 5.10, est situé dans une chambre blanche, où les casiers sont montés. Les barres sont manipulées par des bagues en nylon, pour minimiser le contact avec la surface. Ces dernières s'insèrent dans une plateforme fixée à la table. Un microscope monté sur un rail et muni de trois micromètres permet alors de se déplacer le long de la barre et d'en observer les surfaces ou les arêtes. Une caméra CCD digitalise l'image et la transmet à un ordinateur. Elle y est analysée par l'intermédiaire d'un logiciel développé par le *National Institute for Health (N.I.H)*. La procédure de mesure consiste à

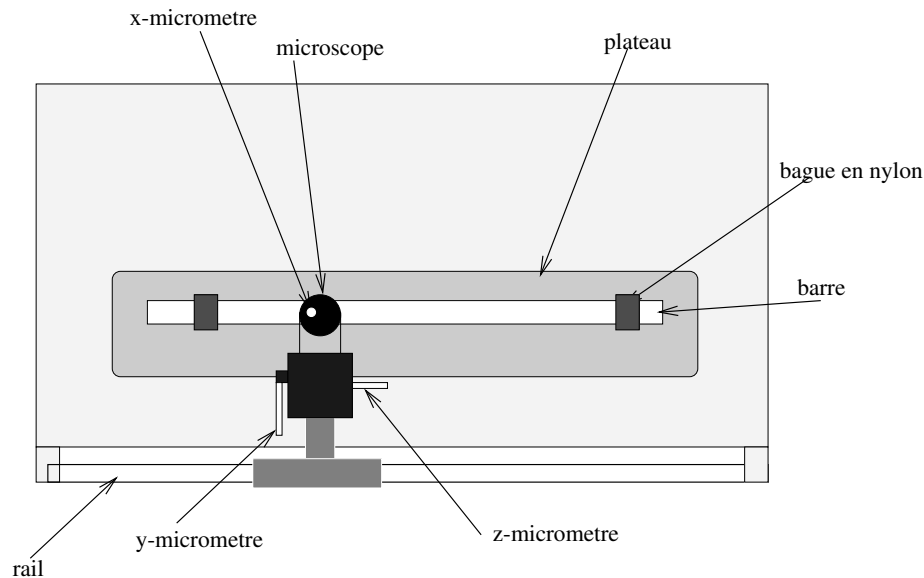


FIG. 5.10 – Schéma du dispositif de contrôle qualité des barres de quartz.

prendre des “photos” le long de la barre, à définir des points sur ses arêtes, et à calculer les angles et distances à partir de ces points.

5.3.3 Résultats.

Les résultats présentés dans cette section datent de 1998. Pour rester concis, on se limitera à des comparaisons avec les mesures faites par Boeing. Une étude plus détaillée peut être trouvée dans la référence [29]

Mesure des dimensions de la barre

Notons d'emblée que Boeing s'est révélé en mesure de produire des barres de longueur requise avec une tolérance beaucoup plus faible que celle spécifiée par SLAC. En conséquence, la mesure de longueur de barre, en principe possible avec notre dispositif, n'a pratiquement jamais été opérée.

La figure 5.11 montre les résultats d'échantillons de 69 et 73 barres pour la largeur et l'épaisseur, respectivement. L'accord entre Boeing et SLAC est très bon: au niveau de $10\ \mu\text{m}$ si on fait abstraction de la faible queue. En conséquence, les mesures de Boeing sur les largeur et épaisseur de barre ont été rapidement considérées comme fiables par SLAC, et l'effort a porté plus spécifiquement sur la mesure des angles.

Mesure des angles bord/face et bord/côté

Pour les données de la figure 5.12, un échantillon de 44 et 32 barres a été utilisé pour les mesures des angles bord/côté et bord/face respectivement. Ces angles sont importants pour

s'assurer d'une bonne qualité des joints EPOXY, et d'une facilité de collage. La procédure de collage s'est révélée suffisamment robuste pour supporter une relaxation de la tolérance à 0.5 mrad.

L'accord entre Boeing et SLAC est satisfaisant: La RMS et la résolution obtenue par un ajustement gaussien restent très inférieures à 0.25 mrad.

Mesure des angles face/côté

La situation est plus critique pour les angles face/côté, dont on a déjà souligné l'importance du point de vue de la physique du détecteur.

On peut voir sur la figure 5.13 que la résolution obtenue par ajustement est comparable à la tolérance stricte sur ces angles. Il est donc difficile d'en tirer une conclusion sur la qualité des barres. On peut également observer un très large désaccord entre Boeing et SLAC dans quelques cas: Il a été établi qu'ils découlaient d'une erreur de mesure de Boeing. De plus il apparaît que Boeing n'est pas parvenu à atteindre une précision de 0.25 mrad sur ces angles. Cette tolérance n'est probablement pas possible pour une telle longueur de barre, à l'échelle de production de plusieurs centaines d'unités. Il a donc été décidé de relâcher la tolérance en définissant une autre valeur limite de la RMS (*c.f.* équation (5.10)), qui préserve l'essentiel de l'exigence sur les résultats physiques. Comme le prouve la figure 5.14,

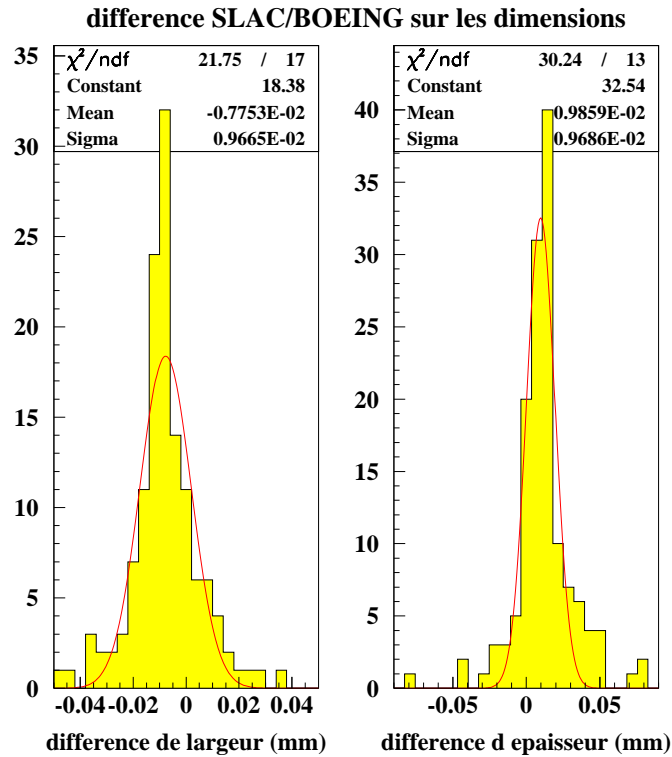


FIG. 5.11 – Différence entre SLAC et Boeing sur la mesure de la largeur et de l'épaisseur des barres de quartz.

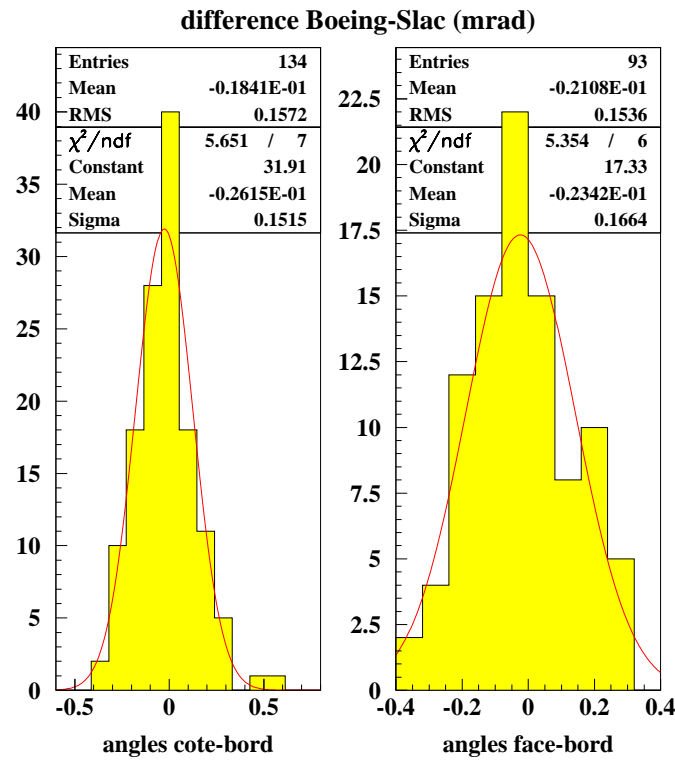


FIG. 5.12 – Comparaison SLAC/BOEING: angles bord-côté (44 barres mesurées) et bord-face (32 barres mesurées).

cette variable s'est révélée robuste et fiable.

Comparaison avec d'autres méthodes et évaluation de l'incertitude.

Afin d'obtenir des mesures indépendantes des angles, plusieurs barres, conservées comme témoins, ont été envoyées au département de métrologie de SLAC, où une machine CMM a enregistré une série de points le long des arêtes⁶. Leur position est alors connue avec une précision de l'ordre de quelques microns. Pour simuler au plus près la procédure de mesure d'angle par le microscope, ces points ont été lus et analysés comme si il s'agissait de points enregistrés par le microscope. La figure 5.15 compare les deux types de mesures pour quelques barres. En conséquence, la calibration du microscope assure un accord entre les mesures avec le CMM et le microscope à environ 0.22 mrad près.

En outre, le microscope a été utilisé également pour inspecter et évaluer quantitativement les défauts de surface des barres. Cette procédure, décrite dans [29], est capable de mesurer des angles de façon "relativement" indépendante de mon algorithme. La figure 5.16 montre le résultat de la comparaison des deux méthodes.

6. Cette procédure souille les barres et n'est donc pas viable pour l'ensemble de la production. Les barres mesurées par cette méthode ne sont pas utilisées dans le DIRC.

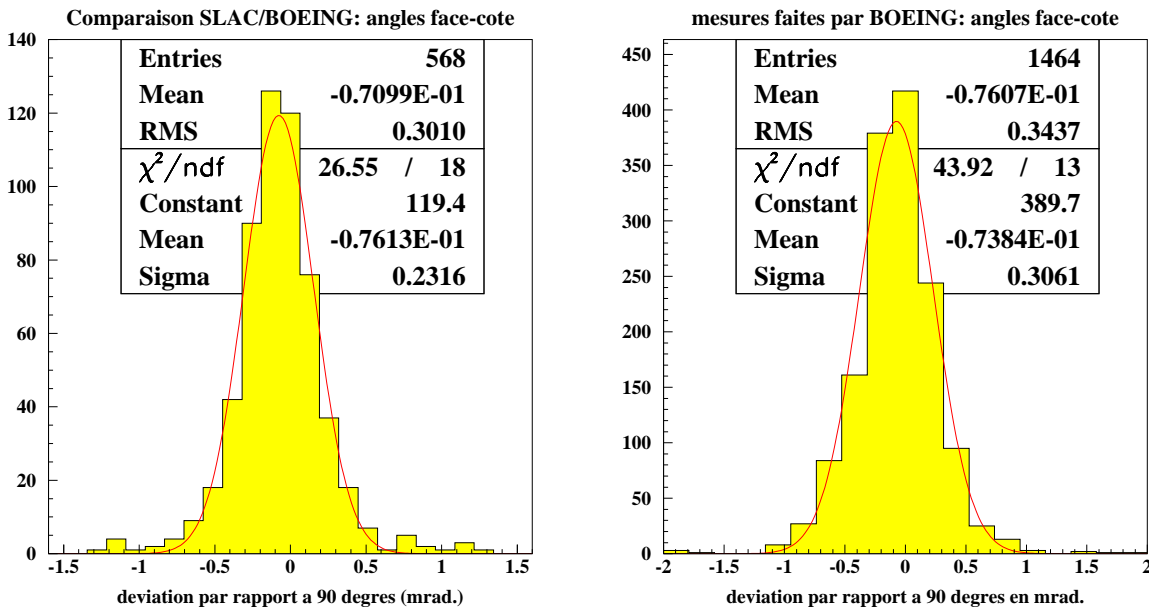


FIG. 5.13 – *A gauche: comparaison SLAC/BOEING (angles face/côté pour 81 barres). A droite: mesures de Boeing (angles face/côté).*

L'écart d'environ 0.25 mrad est qualitativement satisfaisant, compte-tenu du fait qu'il n'est pas évident que ces deux procédures "voient" et donc mesurent les mêmes angles. Par exemple, les mesures du CMM ne sont pas concernées par une erreur due à la projection sur le plan de l'image digitalisée. Associée à l'accord obtenu avec les mesures de CMM, cette vérification nous a conduit à considérer les mesures faites à SLAC comme suffisamment fiables.

Il reste toutefois à évaluer la résolution du dispositif, mais c'est une tâche malaisée pour plusieurs raisons. En premier lieu, il est très difficile d'évaluer la perpendicularité du référentiel du microscope à une fraction de mrad près. La calibration du dispositif a précisément pour but de s'affranchir de cet effet, mais il faut pour cela être en possession de mesures indépendantes et fiables. La machine CMM remplit la première condition, mais il est ardu de rendre compte de la deuxième, même si les mesures de CMM ont été prises de telle sorte qu'elles "simulent" la procédure du microscope. Ensuite, la répétabilité des mesures dépend de la qualité de la barre. C'est toutefois la seule méthode systématique et intrinsèque. Elle a donné quelques éléments d'information: la capture d'image a une instabilité fondamentale d'environ un pixel. Compte-tenu de l'agrandissement utilisé, ceci correspond à $5.4 \mu\text{m}$ environ. Or la reconstruction des arêtes nécessite deux images (*c.f.* ci-dessus). D'où une incertitude systématique de $5.4/l$ mrad sur la valeur de la pente, où l est la distance entre les deux images en mm. Pour l valant 16 mm et 34 mm, on obtient respectivement 0.34 mrad et 0.16 mrad.

En conclusion, cette méthode d'évaluation des paramètres géométriques a permis de corroborer assez largement les mesures faites par Boeing. De plus, la méthode de calibration du microscope à l'aide de mesures de haute précision faites au département de

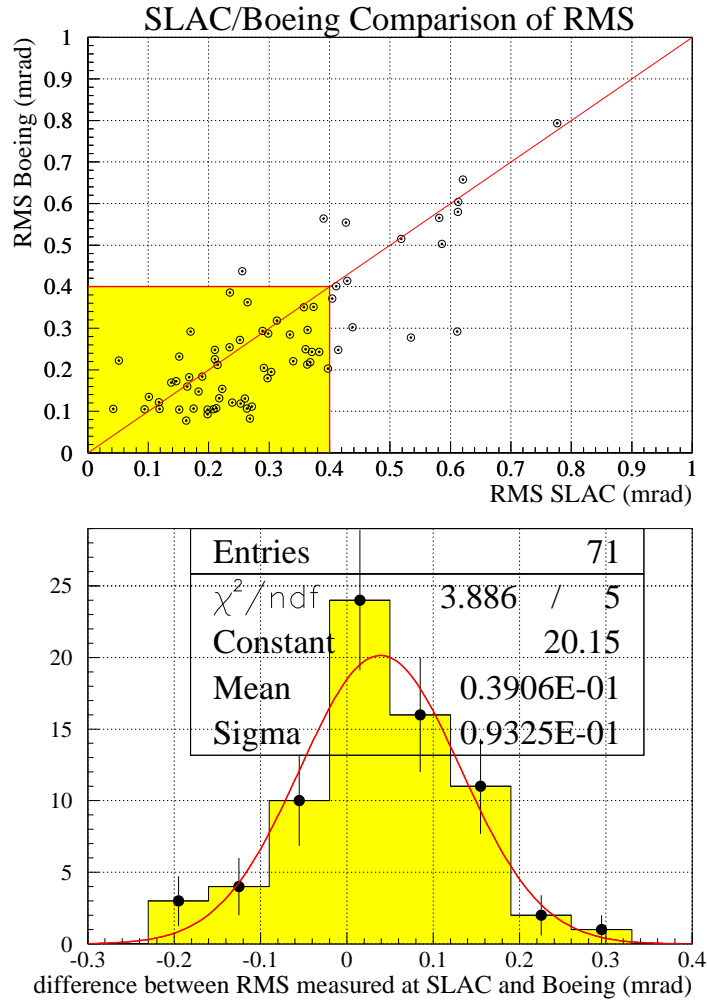


FIG. 5.14 – En haut, distribution 2D des mesures de la RMS par Boeing et SLAC: Les barres rejetées sont situées en dehors du rectangle plein. En bas, la différence entre les deux RMS mesurées.

métrologie du SLAC se révèle assez fiable. En définitive, mon dispositif a permis de vérifier indépendamment la procédure de contrôle qualité mise en place par Boeing, qui a pu par là-même être améliorée. Après plusieurs itérations, un niveau de confiance satisfaisant a été atteint, et la procédure de contrôle qualité de Boeing a été jugée fiable.

Ce chapitre a présenté le DIRC, un détecteur Cherenkov de conception originale, ainsi que ma participation à sa construction. Ses performances sont proches des valeurs nominales, et il montre depuis presque deux ans une grande robustesse.

Dans la suite de ce travail, on se concentre sur l'analyse des canaux *charmonium* $K^{(*)}$.

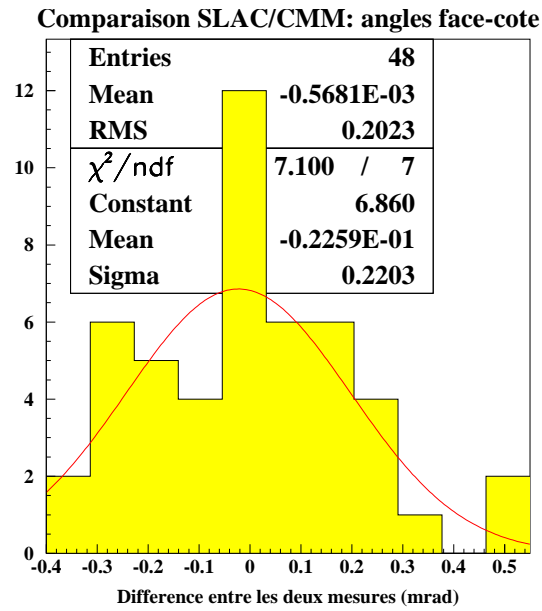


FIG. 5.15 – La calibration du microscope se fait à partir des mesures CMM sur une barre témoin. La figure montre la différence entre les mesures CMM et celles du microscope pour d'autres barres, après calibration.

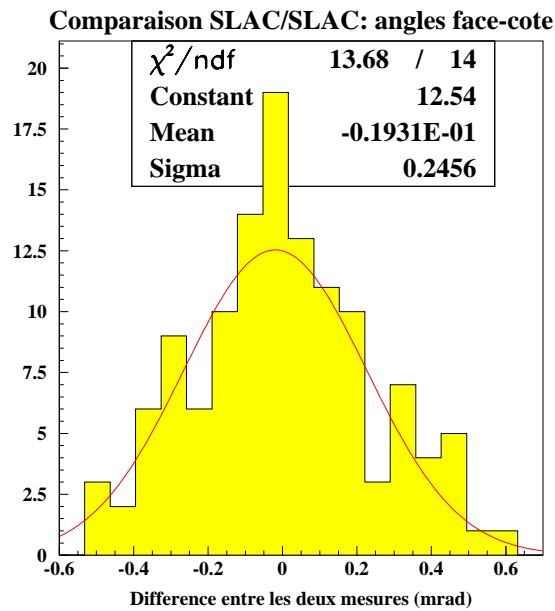


FIG. 5.16 – Comparaison des deux méthodes implémentées à SLAC.

Chapitre 6

Sélection des canaux exclusifs

Ce chapitre décrit la procédure de reconstruction exclusive des événements utiles à l'analyse de la violation de CP. Il s'agit bien sûr du canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$, qui est au coeur de ce travail, mais aussi des canaux *charmonium* K_S^0 , introduits au chapitre 3. Ces derniers constituent un échantillon de référence, à haute statistique, dans la suite de l'exposé; c'est pourquoi on en présente la procédure de sélection, bien que celle-ci ne constitue pas un travail propre. D'autre part, certains modes chargés ou spécifiques de saveur servent d'échantillons de contrôle. On en présente également la procédure de sélection. En résumé, les modes *Charmonium* K discutés dans le présent chapitre sont ¹:

- $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$, avec $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^\perp$ ou $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$;
- $B^0 \rightarrow \psi(2S)K_S^0$;
- $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}$, avec $K^{*0} \rightarrow K_S^0\pi^0$ ou $K^{*0} \rightarrow K^+\pi^\perp$;
- $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*\pm}$, avec $K^{*\pm} \rightarrow K_S^0\pi^\pm$ ou $K^{*\pm} \rightarrow K^\pm\pi^0$;
- $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ et $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$.

Sauf mention contraire, le K_S^0 est reconstruit dans le canal $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^\perp$. Dans les chapitres suivants, un autre ensemble de modes est utilisé pour mesurer certains paramètres nécessaires à la mesure de $\sin 2\beta$: il est constitué des modes neutres $D^{(*)}\pi$, $D^{(*)}\rho$ et $D^{(*)}a_1$. On le nomme dans la suite “échantillon B_{sav} ”, car il rassemble des modes spécifiques de saveur. Comme je n'ai pas participé à l'élaboration de la sélection de ces canaux, je rassemble les informations concernant la procédure de reconstruction de tels événements dans l'annexe D.

La première section du présent chapitre rassemble des remarques générales sur la reconstruction d'objets neutres ou chargés, ainsi que sur leur identification. La deuxième section détaille la procédure de présélection, qui a pour but de ne conserver, de l'ensemble des données initiales, que les événements où un J/ψ au moins est identifié. Le reste du chapitre s'attache à la sélection proprement dite et conclut sur les résultats de cette dernière pour la campagne de prise de données 1999-2000.

1. Les modes conjugués de charge sont toujours sous-entendus.

6.1 Reconstruction des particules finales

On appelle particules finales les photons et les traces chargées, qui sont reconstruits dans la DCH et/ou le SVT.²

6.1.1 Reconstruction des photons

Les photons sont identifiés à partir des objets neutres reconstruits dans le calorimètre. Ceux-ci doivent correspondre à une gerbe n'ayant qu'un seul maximum local d'énergie. De plus, un algorithme est appliqué, qui tente d'associer à chaque objet reconstruit dans le calorimètre une trace chargée extrapolée à partir de la DCH. Les candidats photons ne doivent être associés à aucune trace. D'autre part, la distribution latérale L (*c.f.* [4]) est utilisée pour réduire la contamination hadronique. Cette variable est calculée comme suit: dans une gerbe s'étendant sur plusieurs cristaux, on considère les trois cristaux dont les dépôts d'énergie sont les plus grands, et on ordonne ceux-ci par ordre décroissant ($E_1 > E_2 > E_3$). L est alors définie par:

$$L = \frac{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2}{\sum_{i=3}^N E_i r_i^2 + E_1 r_0^2 + E_2 r_0^2}, \quad (6.1)$$

où r_0 est la distance moyenne entre deux cristaux (environ 5 cm pour le calorimètre de BABAR). Cette variable permet de tenir compte du fait que les gerbes électromagnétiques sont généralement concentrées dans deux ou trois cristaux. Dans le cas des photons, on requiert $L < 0.8$. Enfin, les photons doivent avoir une énergie d'au moins 30 MeV, ceci afin de rejeter le bruit de fond machine. Sauf mention explicite du contraire, les photons considérés dans la suite de l'exposé passent l'ensemble de ces coupes.

6.1.2 Reconstruction et identification des traces chargées

Les traces chargées sont reconstruites à partir des points de mesure obtenus dans le SVT et/ou la DCH. Sauf mention contraire, aucun critère supplémentaire n'est exigé. Chaque sous-système de BABAR met alors en oeuvre un algorithme d'extrapolation des traces qui, dans la mesure du possible, associe ces dernières aux données enregistrées par chaque sous-système. Celles-ci permettent en particulier de fournir des informations sur l'identité des particules.

Identification des kaons

L'identification des kaons est obtenue principalement grâce à la DCH, pour des traces d'impulsion inférieure à 700 MeV/c environ, et le DIRC pour des impulsions supérieures. En pratique, le SVT et la DCH permettent de définir des probabilités que la valeur mesurée de dE/dx soit compatible avec la valeur attendue pour un kaon. De même, une probabilité est

2. On laisse de côté le cas du K_L , car il n'intervient dans aucun canal présenté dans ce travail.

calculée pour le DIRC, à partir de la valeur de θ_C mesurée par chaque photomultiplicateur associée à la trace. Dans le cas de la sélection des canaux qui nous concerne, un très faible niveau d'identification est suffisant: en utilisant l'information du SVT et de la DCH en dessous de 0.5 GeV/c, de la DCH et du DIRC en 0.5 et 0.6 GeV/c, et du DIRC seulement au-dessus, on exige que la probabilité pour l'hypothèse d'un kaon soit supérieure à celle pour un pion. Dans le cas où le DIRC n'est pas utilisé, on se contente d'une probabilité pour un kaon égale à un dixième de celle pour un lepton. Finalement, cette sélection, appelée “**notAPion**” dans la suite, a une efficacité de 97% environ, pour un taux de réjection des pions de 80% environ. La distribution de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion est donnée sur la figure 6.1.

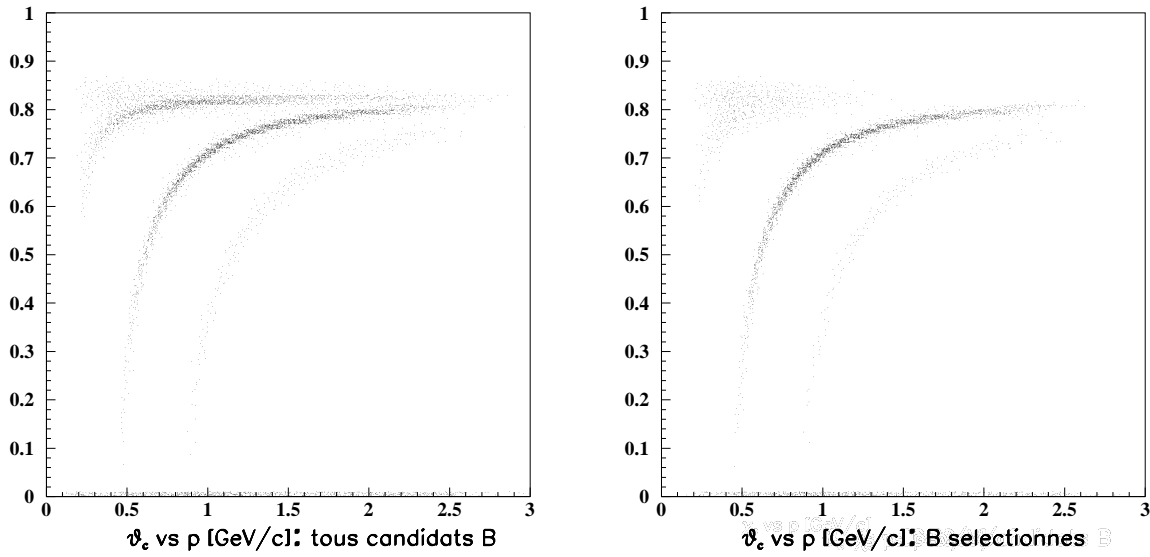


FIG. 6.1 – Distribution de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion de la trace du candidat kaon (sélection des deux canaux $J/\psi K^*$ contenant un kaon chargé). A droite, pour tous les candidats B; à gauche: pour les B sélectionnés.

Identification des électrons

L'identification des électrons utilise en premier lieu l'EMC: l'énergie E_{cal} qui y est déposée est proche de l'énergie totale de l'électron incident, et la variable E_{cal}/p est donc proche de 1. D'autre part, la forme des gerbes électromagnétiques est sensiblement plus régulière que celle des gerbes hadroniques. Pour quantifier cette constatation, outre le moment latéral défini ci-dessus, dont les valeurs sont donc plus faibles pour une gerbe électromagnétique que pour une gerbe hadronique, on utilise le moment de Zernike (*c.f.* [51]):

$$A_{42} = \sum_{r_i \leq R_0}^n \frac{E_i}{E_{cal}} \left(4 \left(\frac{r_i}{R_0} \right)^4 \pm 3 \left(\frac{r_i}{R_0} \right)^2 \right), \quad (6.2)$$

où la somme porte sur les cristaux touchés par la gerbe et $R_0 = 15$ cm.

Dans le domaine des faibles impulsions, le DIRC ainsi que la différence $\Delta\phi$ entre l'angle azimuthal de la trace à l'entrée du calorimètre et du centre de la gerbe peuvent être utilisés pour accroître la pureté de la sélection, mais en réduisent sensiblement l'efficacité. A partir de ces variables, quatre sélecteurs d'électrons sont définis, suivant le tableau 6.1. Un cinquième critère, nommé **noCal**, tient compte du fait que des traces peuvent n'avoir aucune information dans le calorimètre, auquel cas seule la variable $dE : dx$ provenant de la DCH est utilisée. Hormis ce cas, le nombre de cristaux définissant la gerbe doit être au moins égal à 3.

Niveau	dE/dx	E_{cal}/p	LAT	A_{42}	$\Delta\phi$	Dirc
noCal	[540,860]	—	—	—	—	—
veryLoose	[500,1000]	[0.5,5.0]	$[\perp 10, 10]$	$[\perp 10, 10]$	non	non
Loose	"	[0.65,5.0]	"	"	"	"
Tight	"	[0.75,1.3]	$[0., 0.6]$	"	"	"
veryTight	[540,860]	[0.89,1.2]	"	$[\perp 10, 0.11]$	oui	oui

TAB. 6.1 – Définition des critères d'identification des électrons.

Notons pour finir qu'un algorithme récupère dans la mesure du possible les photons de *Bremsstrahlung* et corrige en conséquence l'impulsion de l'électron.

Identification des muons

Les muons sont identifiés en premier lieu grâce à l'IFR. Les variables utilisées sont χ_{trk}^2 , χ_{fit}^2 et λ , définis au chapitre précédent, ainsi que $\Delta\lambda$, différence entre λ et le nombre de longueurs d'interaction attendu dans l'hypothèse où cette particule est un muon. Pour diminuer le bruit machine à l'avant du détecteur, une grandeur T_c est calculée à partir de la première, de la dernière, et du nombre total de RPCs dans le groupe associé à la trace. Enfin, la multiplicité moyenne \bar{m} de coups par RPC et son écart type σ_m sont également utilisés. Les définitions des différents sélecteurs de muons sont rassemblées dans le tableau 6.2. Notons que le nombre de RPC traversées par la particule doit être au moins égal à 2, sauf si aucune information provenant de l'IFR n'est disponible, auquel cas seule E_{cal} est utilisée (niveau de sélection **Mip**, pour *Minimum ionizing particle*).

6.2 Présélection

Afin de réduire le volume de données à analyser, plusieurs présélections sont appliquées. La première consiste à rejeter les événements non-physiques (interaction gaz-faisceau par exemple), qui auraient malgré tout passé les niveaux 1 et 3 de déclenchement. Les deux suivantes sont précisées ci-dessous.

Niveau	E_{cal}	$\Delta\lambda$ et λ	χ_{trk}^2 et χ_{fit}^2	T_c	\bar{m} et σ_m
Mip	[0.,0.5]	—	—	—	—
veryLoose	[0.,0.5]	< 2.5 et $> 2.$	—	> 0.1	< 10 et $< 6.$
Loose	[0.,0.5]	$< 2.$ et $> 2.$	$< 7.$ et $< 4.$	> 0.2	"
Tight	[0.05,0.4]	$< 1.$ et > 2.2	$< 5.$ et $< 3.$	> 0.3	< 8 et $< 4.$
veryTight	[0.05,0.4]	< 0.8 et > 2.2	$< 5.$ et $< 3.$	> 0.34	"

TAB. 6.2 – Sélecteurs de muons: la coupe sur E_{cal} n'est appliquée qu'aux traces associées à une gerbe dans l'EMC. La coupe sur T_c n'est appliquée qu'aux traces dont l'angle polaire se situe entre 0.3 et 1 radian.

6.2.1 Filtrage des événements $B\bar{B}$

Pour les événements ayant donné lieu à un déclenchement de niveau 3, les conditions suivantes sont requises, qui visent à ne conserver que les désintégrations de $\Upsilon(4S)$.

- L'événement doit contenir au minimum trois traces chargées dans l'acceptance: $0.41 < \theta_{LAB} < 2.54$ rad. Ces traces doivent également avoir une impulsion transverse supérieure à 100 MeV/c, et correspondre à un ensemble d'au moins 20 points de mesure dans la DCH.
- Le moment d'ordre 2 de Fox-Wolfram R_2 , calculé à partir des traces chargées dans l'acceptance et des objets neutres vérifiant $0.41 < \theta_{LAB} < 2.409$ rad, doit être inférieur à 0.5.
- L'énergie totale dans le volume fiduciel doit être supérieure à 4.5 GeV.
- Enfin, un vertex primaire, qui est une première approximation du point de collision, est reconstruit à chaque événement. Ce vertex doit être situé au plus à 0.5 cm de la région lumineuse, mesurée au run précédent, dans le plan transverse, et au plus à 6 cm suivant l'axe z.

L'efficacité de ce filtrage, calculée sur des événements $B\bar{B}$ simulés, est de 95.4% environ.

6.2.2 Filtrage des événements $B \rightarrow J/\psi X$

La dernière présélection consiste à rechercher un signal de $J/\psi \rightarrow \ell^+ \ell^-$ dans l'événement. Ce mode de désintégration du J/ψ a un rapport de branchement de 12% seulement, mais bénéficie d'une signature très propre, avec des leptons de 1.5 GeV/c d'impulsion environ, dans le référentiel au repos du J/ψ .

- Pour reconstruire des candidats $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$, on combine des paires de traces chargées, après correction éventuelle du *Bremsstrahlung*. La masse de l'électron leur est préalablement assignée, c'est-à-dire que, l'énergie est calculée à partir de l'impulsion, préalablement mesurée, et de l'hypothèse de masse. L'une des 2 traces doit passer le niveau **Loose** d'identification. Si aucune des deux traces n'a d'information associée provenant de l'EMC, seul le niveau **noCal** est requis. La masse du candidat J/ψ , évaluée par addition de quadrivecteurs, doit se trouver dans la fenêtre en masse [2.5,3.5] GeV/ c^2 . Un ajustement géométrique, avec contrainte sur la masse du J/ψ , est alors

appliqué, et le candidat J/ψ résultant doit avoir une masse entre 2.5 et 3.3 GeV/ c^2 . Si l'ajustement ne converge pas, la même coupure en masse est appliquée après simple addition des quadrivecteurs des deux filles.

- Dans le cas de la désintégration $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, une paire de traces chargées, auxquelles la masse du muon est assignée, doit vérifier le critère d'identification suivant : l'une des 2 traces doit vérifier un niveau **Loose** d'identification. La même procédure d'ajustement que précédemment est appliquée, avec une restriction de la fenêtre en masse finale à [2.8, 3.3] GeV/ c^2 .

6.3 Reconstruction des canaux d'analyse

6.3.1 Reconstruction du J/ψ

Identification des leptons

L'identification des leptons du J/ψ est une des armes les plus efficaces pour la réjection du bruit de fond, et en particulier du continuum $q\bar{q}$. A ce titre, les choix diffèrent d'un canal à l'autre, en fonction du nombre d'événements attendus et de l'efficacité globale de sélection. En ce qui concerne la sélection des canaux $J/\psi K^*$, une recherche d'optimum a été tentée à partir d'événements simulés de continuum, mais leur nombre s'est révélé insuffisant pour discriminer parmi les différents choix. Une étude directe sur les données conduit à choisir un niveau assez dur de sélection. L'ensemble des niveaux d'identification pour chaque canal est rassemblé dans le tableau 6.3.

Canal	électrons	muons
$J/\psi K_S^0(\pi\pi)$	1(Tight or NoCal)	Mip + Loose
$J/\psi K_S^0(\pi^0\pi^0)$	1(Tight or NoCal)	1 Loose
$\Psi(2S)K_S^0$	VeryLoose + Tight	VeryLoose + Loose
$J/\psi K^*$	2(Tight or NoCal)	2 Loose

TAB. 6.3 – Coupes appliquées sur le niveau d'identification des leptons. Les modes chargés ont les mêmes niveaux d'identification que les modes neutres correspondants.

Sélection du J/ψ

Les candidats J/ψ sont obtenus par ajustement des deux traces chargées, mais on n'exige pas que le fit ait convergé. Leur masse doit être incluse dans [3.06, 3.14] pour des muons et [2.95, 3.14] pour des électrons. On rassemble dans la figure 6.2 les distributions en masse des candidats J/ψ pour des événements générés de type $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$ et $J/\psi K^{*0}(K^\pm\pi^\mp)$. On peut noter la queue radiative dans le cas des candidats $J/\psi \rightarrow e^+e^-$: grâce à l'algorithme de récupération des photons de *Bremsstrahlung*, celle-ci est déplétée d'environ 25% au profit du pic. Sa présence justifie le choix des intervalles de masse pour

le J/ψ . La figure permet également d'illustrer la qualité de sélection des J/ψ : dans une situation où un vrai J/ψ a été produit, celui-ci est correctement reconstruit dans presque tous les cas. On verra au chapitre 7 que ce constat se généralise pour des événements générés de type $J/\psi X$. Par contre, l'identification des leptons n'étant pas semblable pour tous les canaux d'analyse, le pouvoir de réjection du bruit de fond combinatoire dû à des événements ne contenant pas de J/ψ dépend également du canal reconstruit. Au chapitre suivant, on se persuade du fait que cette réjection est excellente pour les canaux $J/\psi K^*$.

6.3.2 Sélection des π^0

On reconstruit les π^0 à partir de leur désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, dont la probabilité d'occurrence est de 98.8% [35]. Un candidat π^0 est reconstruit par addition des quadrivecteurs de deux photons, après quoi une coupe à 200 MeV sur l'énergie minimum du π^0 est appliquée. La masse invariante du π^0 doit également se situer dans les intervalles définis dans la table 6.4: la coupe un peu plus sévère dans le cas du $J/\psi K^*$ est due à une optimisation

Canal	Masse invariante (MeV/ c^2)
$J/\psi K_S^0(\pi^0\pi^0)$	[100, 155]
$J/\psi K^*$	[106, 153]

TAB. 6.4 – Coupe sur la masse invariante du π^0 pour les canaux contenant un ou plusieurs π^0 . $J/\psi K^*$ vaut pour les deux canaux contenant un π^0 .

contre le bruit de fond provenant du transfert entre canaux $J/\psi K^*$ (c.f. chapitre suivant). La distribution en masse des π^0 est présentée sur la figure 6.3.³

6.3.3 Sélection des K_S^0

Mode $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

Les candidats K_S^0 sont reconstruits par addition de deux traces chargées de charges opposées, dont la masse est fixée à celle du pion. Si la masse obtenue se situe à moins de 25 MeV/ c^2 de la masse nominale du K_S^0 , un ajustement géométrique est appliqué pour déterminer la position du vertex du K_S^0 . Si ce dernier échoue, les quadrivecteurs sont sommés. Finalement, la masse du candidat est restreinte à l'intervalle [489, 507] MeV/ c^2 , et sa longueur de vol doit dépasser 1 mm.

Dans le cas où le K_S^0 provient de la désintégration d'un K^* , on requiert de surcroît les coupes suivantes: l'angle dans le plan transverse entre la ligne de vol du K_S^0 et la ligne joignant les vertex du J/ψ et du K_S^0 doit être inférieur à 200 mrad, et l'ajustement géométrique du K_S^0 doit avoir une probabilité de χ^2 strictement non nulle. La distribution en masse des K_S^0 est présentée sur la figure 6.4. La sélection des K_S^0 est donc très propre.

3. Dans la suite, on qualifie de “vrai” un candidat qui, lui-même ainsi que ses filles, a été généré.

Mode $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Le K_S^0 est ici reconstruit par addition des quadrivecteurs des deux π^0 , et la masse invariante correspondante doit se situer entre 300 et 800 MeV/ c^2 . Aux π^0 définis précédemment s'ajoutent des candidats dont les deux photons ne sont pas résolus dans l'EMC: la gerbe commune doit avoir deux maxima locaux, et l'énergie du π^0 doit alors dépasser 1 GeV. Afin de déterminer le vertex du K_S^0 , plusieurs points sont choisis sur la ligne de vol définie par le vertex du J/ψ et l'impulsion initiale du candidat. Un ajustement cinématique contraint à la masse nominale du π^0 est alors effectué pour chacune de ces positions: celle qui minimise le produit des probabilités des χ^2 de chaque ajustement est prise comme vertex de désintégration du K_S^0 . La masse de ce dernier est alors resserré entre 470 et 536 MeV/ c^2 .

6.3.4 Reconstruction des K^*

Les candidats K^* sont reconstruits dans les quatre canaux: $K^{*0} \rightarrow K_S^0 \pi^0$, $K^{*0} \rightarrow K^\pm \pi^\mp$, $K^{*\pm} \rightarrow K_S^0 \pi^\pm$ et $K^{*\pm} \rightarrow K^\pm \pi^0$. Dans les canaux sans π^0 , un ajustement géométrique contraint à la masse nominale du K^* permet de déterminer un vertex de désintégration. Dans les canaux contenant un π^0 , une simple addition de quadrivecteurs est opérée. Dans tous les cas, la masse du candidat doit se situer à moins de 100 MeV/ c^2 de la masse nominale. La figure 6.5 rassemble les distributions en masse pour les quatres canaux d'analyse, sur des événements simulés. On peut noter la présence importante du bruit combinatoire dans les canaux contenant un π^0 .

Réjection des pions mous

La majeure partie du bruit de fond dans les canaux $J/\psi K^*$ provient de pions mal reconstruits ou sélectionnés à tort (*c.f.* chapitre suivant). Cela se produit préférentiellement lorsque ces derniers sont de faible impulsion. La valeur de $\cos \theta_K$ est alors proche de 1 (*c.f.* figure 6.6). Cette figure illustre ce comportement dans le cas du canal $J/\psi K^{*0}$ et de son bruit de fond principal, provenant du canal $J/\psi K^{*\pm}(K_S^0 \pi^\pm)$.

Afin de limiter le niveau de bruit de fond, une coupe est appliquée sur cette variable. Cette coupe a été optimisée en même temps que la largeur des fenêtres de masse du K^* et du π^0 .⁴ De plus, cette optimisation est effectuée indépendamment sur des échantillons simulés de type $J/\psi X$ et sur un mélange d'événements $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$ et $J/\psi K^{*\pm}(K_S^0 \pi^\pm)$. Les deux optimisations s'accordent: pour le canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$, $\cos \theta_K$ est choisi inférieur à 0.95. Pour le canal $J/\psi K^{*\pm}(K^\pm \pi^0)$, le fait de rejeter les événements sélectionnés dont le π^0 est faux amène à fixer la coupe à 0.67. En effet, ce type d'événement se produit également préférentiellement lorsque le π^0 candidat est de faible impulsion. La figure 6.6 permet de se convaincre de ce dernier point.⁵ Ces événements de signal mal reconstruits ne sont pas rejetés dans la sélection du canal CP car le fait de mal reconstruire le π^0 est sans conséquence pour la mesure de $\sin 2\beta$: la résolution spatiale sur celui-ci est trop faible

4. *c.f.* annexe A pour une discussion de la pertinence de cette variable dans la mesure de $\sin 2\beta$.

5. Environ 95% des événements de signal dont la reconstruction est erronée ont un faux π^0 .

pour contribuer à la mesure de la position du vertex du B^0 ; de plus, la reconstruction du vertex du B_{tag} et l'étiquetage de l'événement ne font pas appel aux objets neutres.

Enfin, notons qu'aucune coupe n'est nécessaire pour les deux autres canaux $J/\psi K^*$ car leur niveau de bruit de fond est faible.

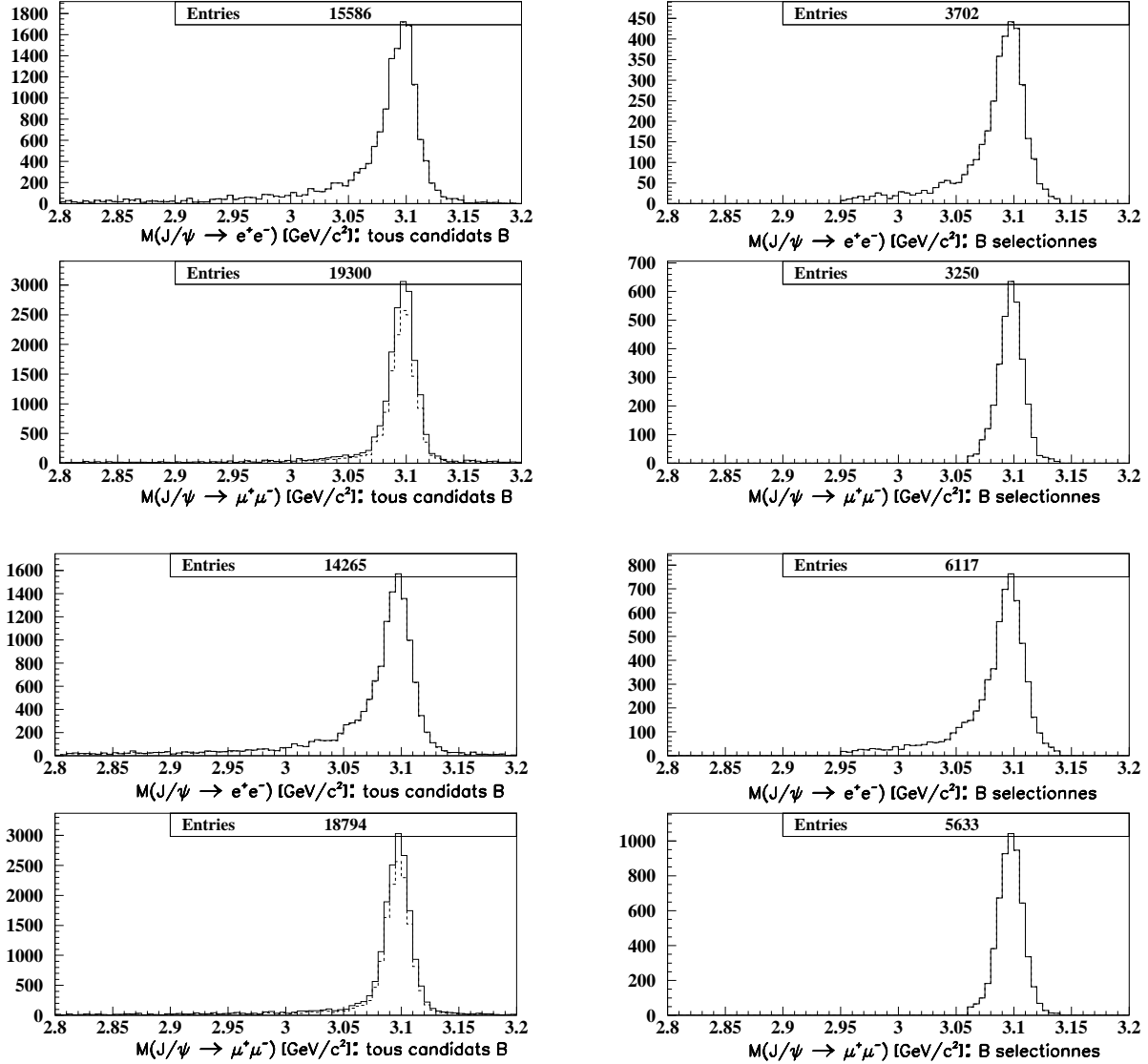


FIG. 6.2 – Distributions de la masse des J/ψ (trait plein: tous les J/ψ ; trait pointillé: les vrais J/ψ) pour deux types de signaux générés: événements $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$ (deux figures du haut) et $J/\psi K^{*0}(K^\pm \pi^\mp)$ (deux figures du bas).

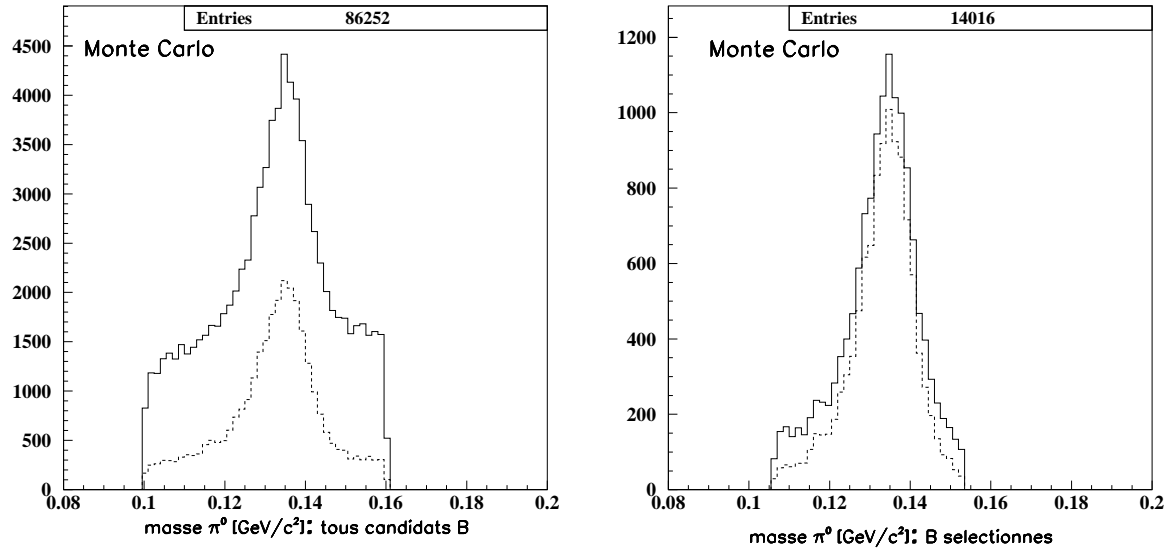


FIG. 6.3 – Distributions en masse des π^0 dans la sélection des deux canaux $J/\psi K^*$ contenant un π^0 (trait plein: tous les candidats π^0 ; trait pointillé: les vrais π^0).

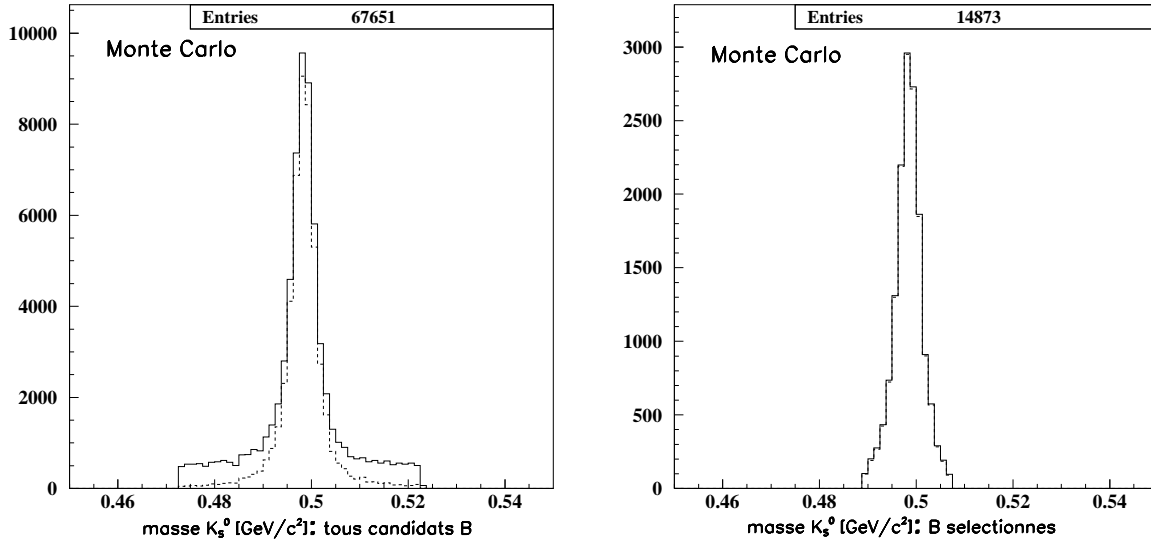


FIG. 6.4 – Distributions en masse des $K_S^0(\pi^+\pi^-)$ dans la sélection des deux canaux $J/\psi K^*$ contenant un K_S^0 (trait plein: tous les candidats K_S^0 ; trait pointillé: les vrais K_S^0).

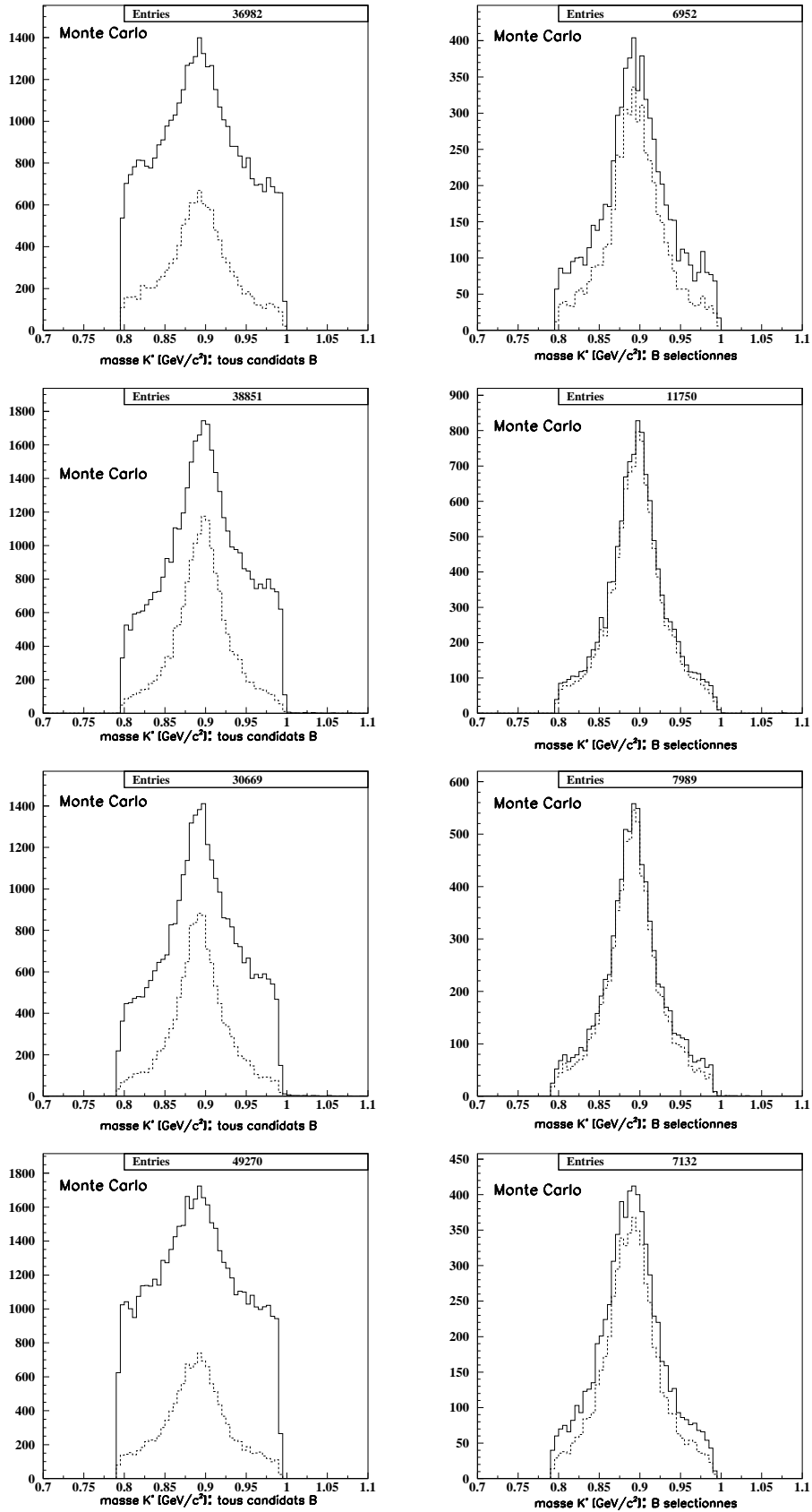


FIG. 6.5 – Distributions en masse des K^* (trait plein: tous les K^* ; trait pointillé: les vrais K^*). De haut en bas: $K^{*0}(K_S^0\pi^0)$, $K^{*0}(K^\pm\pi^\mp)$, $K^{*\pm}(K_S^0\pi^\pm)$, $K^{*\pm}(K^\pm\pi^0)$.

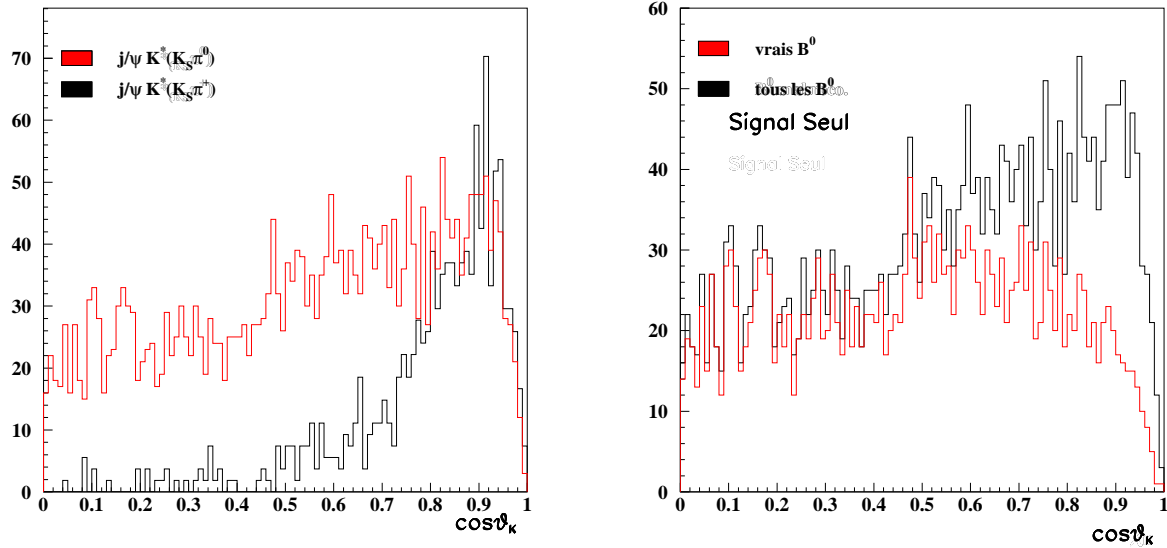


FIG. 6.6 — Distribution de $\cos \theta_K$ pour le signal $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$ (en clair sur la figure de gauche) et pour la composante principale de son bruit de fond: le canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^\pm)$ (en foncé sur la figure de gauche). Les deux histogrammes sont renormalisés à la même luminosité. A droite: distribution de $\cos \theta_K$ pour des événements du signal. En foncé: tous les candidats sélectionnés. En clair: les événements sélectionnés vrais. On a anticipé les étapes de la sélection décrites ci-dessous, en particulier la définition de la région du signal, dans laquelle tous les candidats sur ces figures se trouvent.

6.3.5 Sélection du signal

On présente ici les résultats de la sélection complète. Un candidat B est obtenu par ajustement géométrique de ses deux filles. La convergence de cet ajustement n'est pas exigé dans les résultats présentés dans ce chapitre. Elle est bien entendu nécessaire pour faire l'étude la violation de CP, et sera exigée au moment de l'estimation de Δz (*c.f.* chapitre 8). Il est à noter que plusieurs B peuvent être sélectionnés par événement. Seuls les canaux contenant un π^0 sont concernés par le taux d'occurrence non négligeable d'une telle situation. On évalue ce dernier sur des événements simulés $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$ à 30% environ. Toutefois, plus de 99% de ces cas correspondent à une sélection identique, au candidat π^0 près. Cette multiplicité ne présente donc pas de danger pour l'analyse CP.⁶ On sélectionne un seul B par événement en ne conservant que celui qui a la valeur la plus faible de ΔE , variable définie ci-dessous.

6.3.6 Contraintes cinématiques sur les candidats B : variables ΔE et M_{ES}

Le fait que le candidat B reconstruit provienne *a priori* de la désintégration $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ fournit des contraintes cinématiques supplémentaires. Soit p_1 la quadri-impulsion du B sélectionné, p_2 celle de la particule de recul, *qu'on n'a pas reconstruit*, et p_0 la quadri-impulsion disponible: $s = p_0^2$ est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse,⁷ et on dénote $E_b^* \equiv \sqrt{s}/2$ l'énergie des faisceaux dans le CMS. Nominale, $E_b^* = 5.29$ GeV. De la conservation de l'énergie-impulsion, on tire donc:

$$p_2^2 = (p_0 \perp p_1)^2 = s \perp 2p_0 p_1 + p_1^2. \quad (6.3)$$

La conservation de l'énergie-impulsion impose donc les deux contraintes, $p_1^2 = m_B^2$ et $p_2^2 = m_B^2$, plus deux variables angulaires dont la distribution ne nous sert pas ici. Le problème réside dans le choix des variables à utiliser: on peut montrer par exemple que p_1^2 et p_2^2 sont très corrélées. D'autre part, les mésons étant produits quasiment au repos dans le CMS, l'impulsion dans ce référentiel du B sélectionné est très sensible aux fluctuations de E_b^* . On résout ce problème en choisissant les deux contraintes suivantes:

- C1: $\Delta p^2 \equiv p_1^2 \perp p_2^2 = 0$,
- C2: $p_1^2|_{C1} = m_B^2$,

c'est-à-dire qu'on utilise la première contrainte dans l'évaluation de la seconde. Un calcul simple permet d'obtenir:

- $\Delta p^2 \equiv 2\sqrt{s}(E_1^* \perp E_b^*)$,
- $p_1^2|_{C1} = \frac{(\frac{s}{2} + \vec{p}_0 \cdot \vec{p}_1)^2}{E_0^2} \perp \vec{p}_1^2$.

6. La conclusion est identique dans le cas du $J/\psi K_S^0(\pi^0 \pi^0)$, où le taux d'occurrence est de 15%

7. On écrit CMS pour référentiel du centre de masse du système, et on note par un "*" les grandeurs évaluées dans ce référentiel. Il s'agit du référentiel du $\Upsilon(4S)$ au repos.

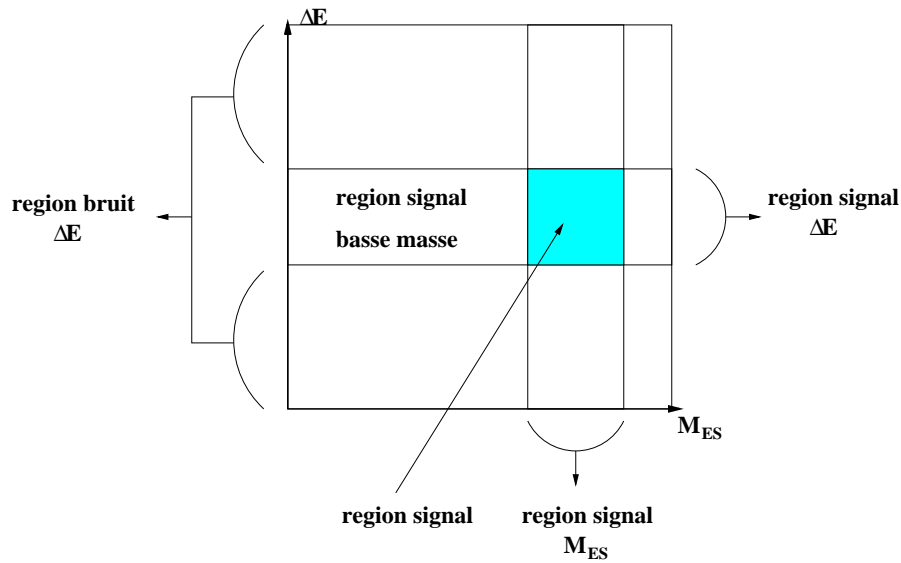


FIG. 6.7 – Schéma des différentes régions du plan cinématique $(M_{ES}, \Delta E)$. M_{ES} est sur l'axe horizontal, et ΔE sur l'axe vertical.

On définit $\Delta E \equiv E_1^* \perp E_b^*$ et $m_{ES} \equiv p_1^2|_{C1}$. Ce sont les deux contraintes cinématiques que nous recherchons. Notons que ΔE est un invariant relativiste, et m_{ES} (ES vaut pour *energy substituted*) peut se calculer dans le référentiel du laboratoire. Dans le CMS, on montre que $M_{ES} = \sqrt{E_{beam}^2 \perp p_1^{*2}}$.

Régions du signal

Pour simplifier la suite de l'exposé, on définit ici différentes régions du plan $(M_{ES}, \Delta E)$. On limite ce plan au domaine $[5.2, 5.3] \times [\pm 0.12, 0.12] \text{ GeV}/c^2 \times \text{GeV}$: les candidats B situés en dehors de cette région sont rejetés. La figure 6.7 schématise la localisation des différentes régions d'intérêt. Les coupes sur M_{ES} et ΔE , définissant la région du signal, pour chaque sélection, sont rassemblées dans le tableau 6.5. On ne garde ensuite que le candidat dont la valeur de ΔE est la plus faible. Si celui-ci est situé dans la région du bruit en ΔE , c'est-à-dire que ΔE est en dehors de l'intervalle défini dans le tableau 6.5, l'événement est rejeté. Dans le cas des canaux *charmonium* K_S^0 , la région du signal à basse masse est conservée, car elle permet de déterminer la fraction de bruit de fond au moment de l'estimation de $\sin 2\beta$. À l'inverse, seuls les événements $J/\psi K^{*0}$ dans la région du signal sont utilisés dans la mesure de $\sin 2\beta$. La raison d'un tel choix est expliquée dans le chapitre suivant.

6.4 Résultats

Les résultats de cette procédure de sélection sur les données de la campagne 1999-2000 sont résumés dans le tableau 6.6. Il faut noter que certaines coupes n'ont pas encore

Canal	M_{ES} [GeV/ c^2]	ΔE [GeV]
$J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$	[5.273, 5.288]	[± 0.05 , 0.05]
$J/\psi K^{*0}(K^\pm \pi^\mp)$	[5.27, 5.29]	[± 0.03 , 0.03]
$J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^\pm)$	[5.27, 5.29]	[± 0.03 , 0.03]
$J/\psi K^{*0}(K^\pm \pi^0)$	[5.273, 5.288]	[± 0.05 , 0.05]
$J/\psi K_S^0(\pi^+ \pi^-)$	[5.27, 5.288]	[± 0.032 , 0.032]
$J/\psi K_S^0(\pi^0 \pi^0)$	[5.27, 5.288]	[± 0.100 , 0.100]
$\psi(2S)K_S^0$	[5.27, 5.289]	[± 0.027 , 0.027]
$J/\psi K^\pm$	[5.27, 5.288]	[± 0.036 , 0.036]
$\psi(2S)K^\pm$	[5.27, 5.289]	[± 0.027 , 0.027]

TAB. 6.5 – Définition de la région du signal pour chaque mode.

Canal	total evts sélectionnés	# evts région du signal	efficacité (%)
$J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$	139	54	15.0
$J/\psi K^{*0}(K^\pm \pi^\mp)$	1268	688	33.4
$J/\psi K^{*\pm}(K_S^0 \pi^\pm)$	299	160	22.6
$J/\psi K^{*\pm}(K^\pm \pi^0)$	572	229	18.0
$J/\psi K_S^0(\pi^+ \pi^-)$	452	300	41.1
$J/\psi K_S^0(\pi^0 \pi^0)$	142	79	20.4
$\psi(2S)K_S^0$	126	66	–
$J/\psi K^\pm$	2875	1412	57.0
$\psi(2S)K^\pm$	463	218	–

TAB. 6.6 – Résultats sur les données de la sélection des événements dans les canaux d’analyse. Les efficacités sont illustratives, car le MonteCarlo n’a pas été corrigé des efficacités de reconstruction de traces, etc...

été appliquées: elles concernent la qualité de reconstruction des deux vertex de B dans l’événement, et sont discutées dans le chapitre 8.

Les distributions des variables cinématiques M_{ES} et ΔE pour chaque canal sont rassemblées sur les figures 6.8, 6.9 et 6.10.

Les résolutions de ΔE et M_{ES} sont, dans le cas d’une sélection “propre”, dominées par la résolution sur l’énergie des faisceaux. La valeur attendue pour la largeur de la gaussienne sur la distribution en M_{ES} est d’environ 2.8 MeV/ c^2 . Les canaux contenant un π^0 ont une largeur de 3 MeV/ c^2 environ, du fait du niveau de bruit de fond. De même la distribution de ΔE est plus large dans ces canaux, l’énergie du B sélectionné étant moins bien évaluée.

En conclusion, les mésons B désintégrés en état propre de CP parmi ceux définis ci-dessus, sont reconstruits complètement, c’est-à-dire de façon exclusive. Dans le prochain chapitre, on étudie le bruit de fond encore présent dans cet échantillon d’événements CP, puis les deux chapitres suivants traitent de la reconstruction du vertex de l’autre B , qu’on appelle B_{tag} , et de son étiquetage. Les méthodes appliquées sont alors inclusives et non plus exclusives.

Données

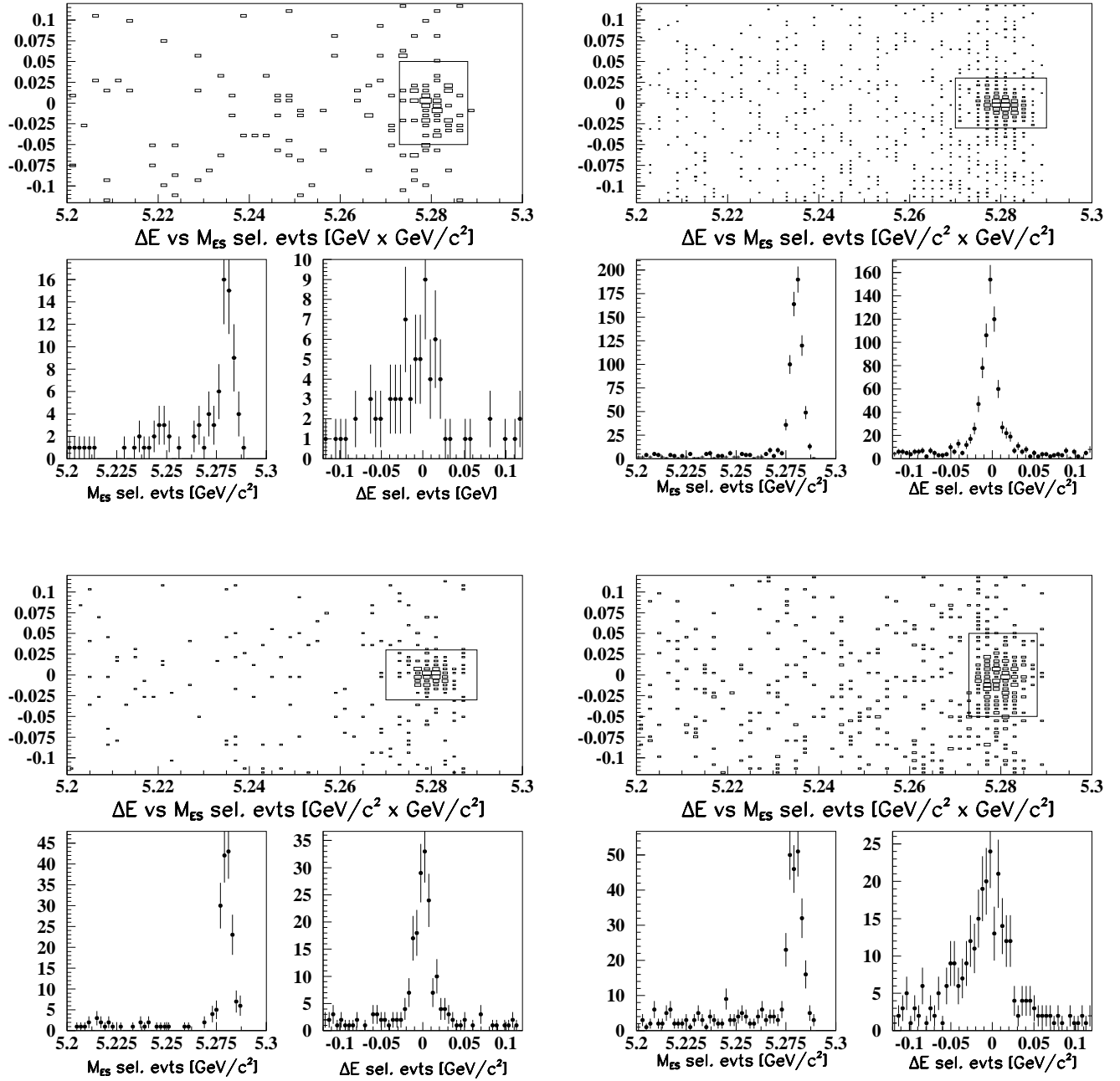


FIG. 6.8 – Distribution de M_{ES} et ΔE pour les modes $J/\psi K^*$. De gauche à droite et de haut en bas: $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$, $J/\psi K^{*0}(K^+\pi^-)$, $J/\psi K^{*\pm}(K_S^0\pi^\pm)$, $J/\psi K^{*\pm}(K^\pm\pi^0)$.

Données

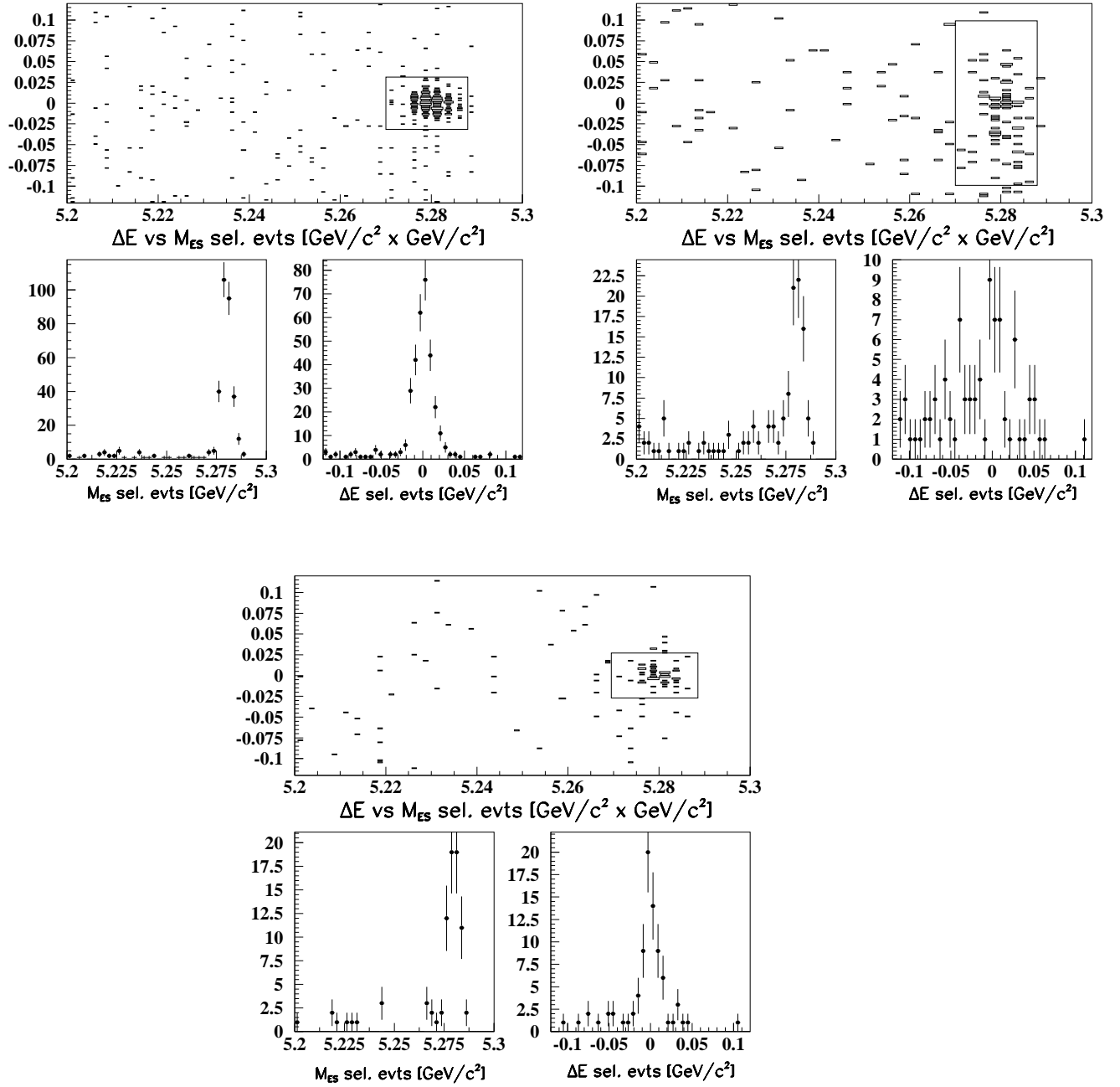


FIG. 6.9 – Distribution de M_{ES} et ΔE pour les canaux charmonium K_S^0 . En haut: canal $J/\psi K_S^0(\pi^\pm\pi^\pm)$ à gauche, canal $J/\psi K_S^0(\pi^0\pi^0)$ à droite; en bas: canal $\psi(2S) K_S^0$.

Données

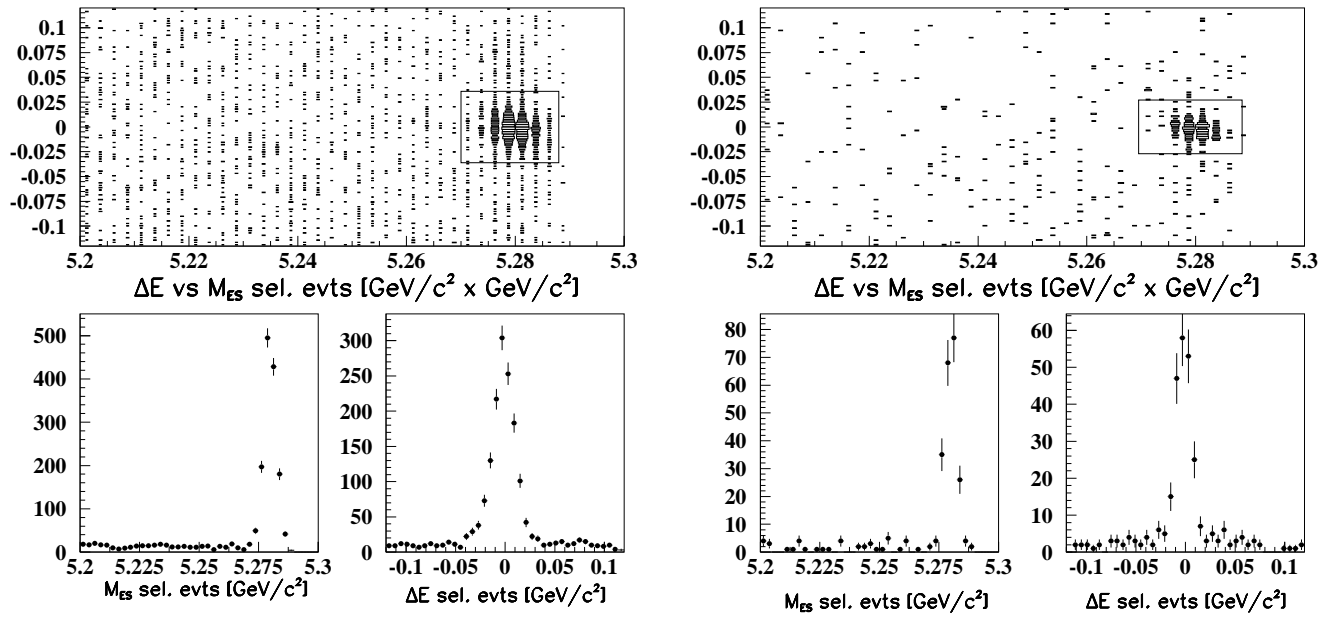


FIG. 6.10 – Distribution de M_{ES} et ΔE pour les deux modes $J/\psi K^\pm$ (à gauche) et $\psi(2S) K^\pm$ (à droite).

Chapitre 7

Etude du bruit de fond

On a vu au chapitre précédent que la reconstruction des événements de signal est opérée sur des données ayant passé au préalable trois niveaux distincts de présélection, qui rejettent successivement les événements non hadroniques, les événements “incompatibles” avec la création d’une paire de mésons B et, enfin, les événements non $J/\psi X$ (*c.f.* la section 6.2 pour une discussion plus détaillée).

Dans le présent chapitre, cette présélection est toujours supposée: la première section ci-dessous discute la présence de bruit de fond $q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) et $B\bar{B}$ sans J/ψ , que les deux derniers niveaux de présélection visent respectivement à éliminer. Ce type de bruit de fond apparaît comme très faible, voire négligeable par rapport aux événements $J/\psi X$ mal reconstruits. Ces derniers ont presque toujours un J/ψ correctement reconstruit (reflet du pouvoir de réjection élevé de la reconstruction d’un J/ψ sur du continuum ou des événements $B\bar{B}$ non- J/ψ) et la combinatoire apparaît dans la reconstruction du K^* , plus particulièrement du pion chargé ou neutre.

La deuxième section de ce chapitre se concentre sur ce type de fond: on détermine les modes contaminants, ainsi que leur importance relative, en tenant compte au mieux des incertitudes sur les rapports de branchement correspondants. On estime ensuite la fraction totale de bruit de fond, ainsi que son contenu CP. Ce chapitre est essentiellement tourné vers le canal CP $J/\psi K^*$, et les autres modes $J/\psi K^*$ sont étudiés lorsqu’ils permettent de préciser des résultats, en particulier grâce à leur statistique plus élevée. Une courte section rassemble les résultats sur les canaux *charmonium* K_S^0 , dont le bruit de fond –très faible– ne nécessite pas une étude détaillée.

7.1 Bruits de fond $q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$) et $B\bar{B}$ sans J/ψ

A l’énergie du pic de l’ $\Upsilon(4S)$, soit 10.58 GeV, les sections efficaces d’annihilation e^+e^- se répartissent suivant les valeurs rassemblées dans le tableau 7.1. Le continuum $q\bar{q}$ est donc potentiellement important. Cette section est dévolue à son étude, ainsi qu’à celle du bruit de fond de type $B\bar{B}$ non- J/ψ .

canal	section efficace [nb]
dd	0.35
$u\bar{u}$	1.39
$s\bar{s}$	0.35
$c\bar{c}$	1.30
$b\bar{b}$	1.05

TAB. 7.1 – Sections efficaces de production de paires $q\bar{q}$, pour une énergie disponible de 10.58 GeV.

7.1.1 Résultats sur le Monte Carlo

La sélection présentée au chapitre précédent, est appliquée à des événements simulés du continuum $q\bar{q}$ ($q = u, d, s$), ainsi qu'à des événements $B\bar{B}$, pour lesquels les événements contenant un J/ψ (dans la liste des particules générées) ont été éliminés. Le nombre d'événements générés, la luminosité équivalente, ainsi que le résultat de la sélection, sont donnés dans le tableau 7.2. La distribution de ces événements sélectionnés dans le plan $(M_{ES}, \Delta E)$

canal	# evts générés [$\times 10^6$]	# fb ¹¹ équivalents	# evts sélectionnés
$u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$	9.04	8.7	0
$c\bar{c}$	1.02	7.9	3
$B\bar{B}$ sans J/ψ	1.82	17.22	4

TAB. 7.2 – Événements simulés de type continuum $q\bar{q}$ et $B\bar{B}$, à une énergie de 10.58 GeV.

est présentée sur la figure 7.1. Le nombre d'événements sélectionnés est très faible, il est donc difficile d'anticiper sur sa distribution dans le plan cinématique $(M_{ES}, \Delta E)$. Si on suppose celle-ci plate sur tout ce plan, les résultats précédents indiquent la présence de moins de 1.2 événements dans la région du signal. Pour cette estimation, on a supposé la présence de 3 événements uds (95% C.L.) au plus.

7.1.2 Résultats sur les données

Données hors résonance

Comme il a été mentionné au chapitre 4, BABAR a enregistré 2.6 fb¹¹ de données hors résonance, c'est à dire prises dans une configuration de PEP-II où l'énergie dans le centre de masse vaut 10.54 GeV, ce qui se situe 40 MeV sous le pic. La production de paire $B\bar{B}$ via la résonance $\Upsilon(4S)$ est alors complètement supprimée, et seuls demeurent des événements $q\bar{q}$ ($q \neq b$). La sélection a été appliquée sur ces données hors résonance, et les résultats sont rassemblés dans le tableau 7.3. Les deux événements sélectionnés ont M_{ES} et ΔE en dehors des coupes définissant la région du signal. En appliquant malgré tout la même recette que pour les événements simulés, on en déduit, de façon conservative que 1 événement pourrait se trouver dans la région du signal.

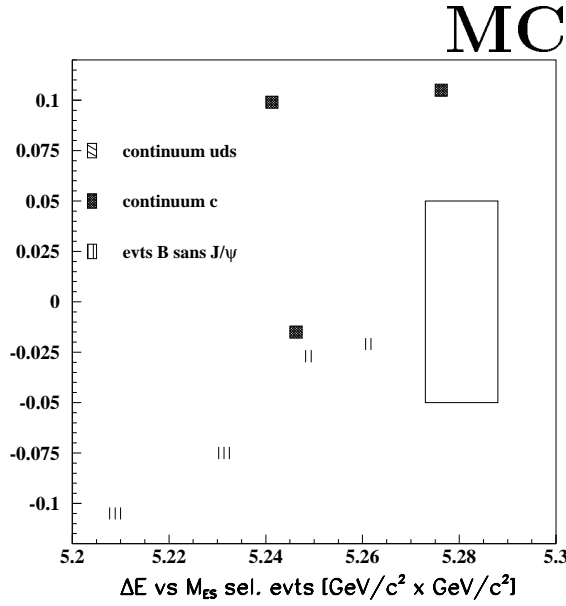


FIG. 7.1 – Distribution des événements sélectionnés sur le Monte Carlo (continuum + $B\bar{B}$ non- J/ψ).

canal	# evts sélectionnés
$J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$	2

TAB. 7.3 – Événements sélectionnés sur les données hors résonance.

Etude dans le *sideband* en masse du J/ψ

Compte-tenu du fait que la reconstruction d'un J/ψ est généralement correcte, l'étude de la distribution de la masse du J/ψ *en dehors* de la région de sélection permet d'obtenir une information supplémentaire sur le bruit de fond non- J/ψ . On sélectionne donc des candidats B pour lesquels le candidat J/ψ a une masse située à l'extérieur du domaine définissant le signal, à savoir $[2.95, 3.14]$ GeV/c^2 pour le cas $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ et $[3.06, 3.14]$ pour le cas $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (c.f. 6.3.1). Plus précisément, on sélectionne ici les J/ψ dans les intervalles:

$$\begin{aligned}
 [2.980, 3.024] \cup [3.156, 3.300] & \quad J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^\perp \\
 [3.156, 3.3] & \quad J/\psi \rightarrow e^+e^\perp
 \end{aligned}$$

Dans le cas $J/\psi \rightarrow e^+e^\perp$, l'intervalle à basse masse n'est pas utilisé, du fait de la queue du spectre du signal dans ce mode de désintégration (due au *Bremsstrahlung*). On sélectionne ainsi 3 événements $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ et 1 événement $J/\psi \rightarrow ee$. En supposant que la distribution du bruit est plate en masse de J/ψ , on en déduit la présence possible de 2.5 candidats sous le pic de J/ψ .

En conséquence, trois estimations différents –les données hors résonance, le Monte Carlo et le *sideband* du J/ψ – donnent des résultats compatibles. La section suivante s'intéresse

à un bruit de fond beaucoup plus important, qui autorise à négliger la présence éventuelle d'événements $udsc$ et $B\bar{B}$ non- J/ψ .

7.2 Bruit de fond $J/\psi X$

Ce type de bruit de fond résulte de la combinatoire sur le π^0 ou/et K^{*0} , en particulier lorsque le premier est peu énergétique.

7.2.1 Etude sur la simulation d'événements J/ψ inclusifs

245 000 événements $J/\psi X$ ont été simulés, ce qui représente environ 84.5 fb^{-1} . Un autre échantillon de 688594 événements a été généré avec une coupe sur l'impulsion du J/ψ dans le centre de masse à $1.3 \text{ GeV}/c$. Cette coupe se situe à la limite cinématique des canaux $J/\psi K^*$, donc n'a pas d'effet sur le signal. Par contre elle peut modifier la fraction de bruit de fond. Pour pouvoir utiliser ce deuxième échantillon, équivalent à 600 fb^{-1} , on commence par étudier l'effet d'une telle coupe. La figure 7.2 présente les résultats de la sélection du canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$, effectuée sur le premier échantillon. Sur les 882

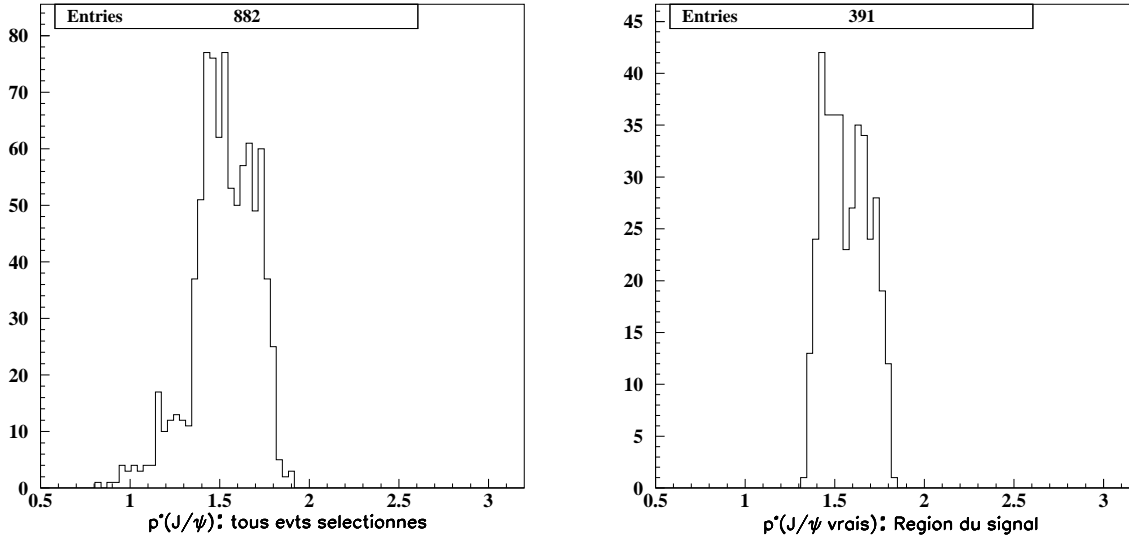


FIG. 7.2 – Distribution de l'impulsion (en GeV/c) du J/ψ dans le référentiel de $l\Upsilon(4S)$, pour l'échantillon de 84.5 fb^{-1} . A droite, tous les événements sélectionnés dans le canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$. A gauche, les événements sélectionnés dans la région du signal.

B^0 sélectionnés, un seul a un faux J/ψ , ce qui souligne le fait que le bruit provient du “côté” K^* . La totalité des 391 événements situés dans la région du signal contient un vrai J/ψ . On constate que leur p^* est supérieur à $1.3 \text{ GeV}/c$. En comparant les deux distributions de la figure 7.2, on constate donc qu'il existe des événements en dehors de la région du

signal dont le p^* est inférieur à $1.3 \text{ GeV}/c$, à hauteur de 10% environ. En d'autres termes, la coupe " $p^* > 1.3 \text{ GeV}/c$ " a pour effet de dépler la région du bruit d'un facteur 10%. Dans la section suivante, on prend garde d'étudier la composante de bruit de fond dans la région du signal uniquement.

Typologie et fractions relatives

Compte tenu des remarques précédentes, on fait ici l'étude de la composante de bruit de fond dans la région du signal uniquement. On est donc autorisé à utiliser le deuxième échantillon, beaucoup plus important: 2473 événements sont sélectionnés, dont les distributions en M_{ES} et ΔE sont rassemblées sur la figure 7.3. Les différentes composantes sont

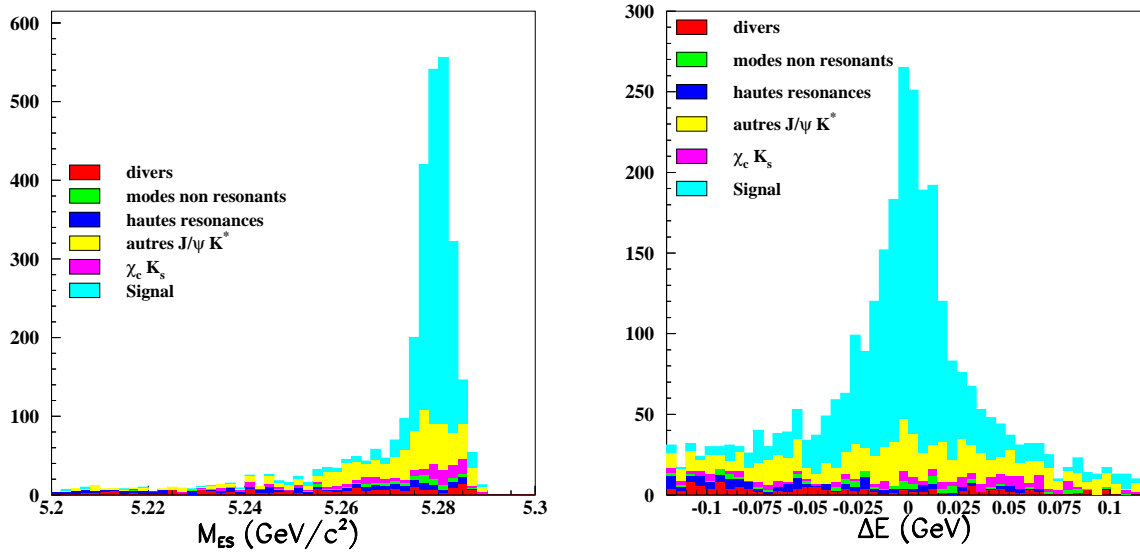


FIG. 7.3 – Distributions en M_{ES} et ΔE pour les événements sélectionnés dans le canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$. L'échantillon de départ correspond à $600 \text{ fb}^{-1} J/\psi X$ générés avec la coupe $p^* > 1.3 \text{ GeV}/c$. Pour chaque distribution, la coupe sur l'autre variable cinématique est supposée.

définies de la façon suivante.

- **Mode non résonant:** il s'agit du mode $J/\psi K \pi$, où le kaon et le pion sont du même type que le signal. Par exemple, dans le cas de la sélection du canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$, le mode non résonant est $J/\psi K_S^0 \pi^0$.
- **Hautes résonances:** On rassemble sous ce terme tous les canaux de type $J/\psi K^*$, où le K^* est une résonance autre que le $K^*(892)$. On discute plus spécifiquement ce type de bruit de fond, ainsi que le mode non résonant, plus loin dans ce chapitre.
- **Transfert entre $J/\psi K^*$:** Pour un canal $J/\psi K^*$ considéré, les trois autres modes de désintégration du K^* constituent un bruit de fond. Dans le cas du canal CP, ce type de

bruit de fond est de loin le plus important, d'après la figure 7.3. En pratique, un seul des trois modes est largement dominant: celui dont la saveur du kaon est identique au signal. Dans le cas du $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$, il s'agit du $B^+ \rightarrow J/\psi K^{\pm}(K_S^0\pi^{\pm})$.

- $\chi_{1c}K_S^0$: On rassemble sous ce nom les modes avec un χ_{1c} et ceux avec un χ_{2c} , dans un rapport de trois pour deux. Une analyse angulaire montre toutefois que, dans la limite de la statistique actuelle, aucun signal de $\chi_{2c}K_S^0$ n'est observé.
- **Divers**: On rassemble sous ce nom tous les modes dont l'occurrence est trop faible pour être individualisée. Des exemples de tels modes sont le $J/\psi K_S^0\pi^0\pi^0$ (non observé expérimentalement), le $J/\psi K_S^0$ et le $\psi(2S)K_S^0$, etc...

On peut donc tirer les deux conclusions suivantes: le bruit dû aux autres canaux $J/\psi K^*$ est dominant dans la sélection du canal CP; les autres types de bruit présentent en outre l'inconvénient d'avoir des rapports de branchement mal connus. De plus, le bruit dû aux hautes résonances est complexe, du fait de la possibilité d'avoir des effets d'interférences, qui ne sont pas simulés.

Le tableau 7.4 résume la composition de l'échantillon sélectionné dans la région du signal. On peut étayer à présent la remarque faite au chapitre précédent à propos du pouvoir

	# evts	fraction (%)	MC	données
divers	58	2.5 ± 0.3	–	–
hautes res.	48	2.1 ± 0.3	$2 \cdot 10^{-3}$?
non res.	43	1.9 ± 0.3	$5 \cdot 10^{-5}$	$(5.0 \pm 15) \cdot 10^{-5}$
$\chi_{1c}K_S^0$	93	4.1 ± 0.4	$5 \cdot 10^{-4}$	$(2.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$
autres $J/\psi K^*$:	362	15.8 ± 0.8	$5 \cdot 10^{-4}$	$(4.9 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$
signal:	1689	73.7 ± 0.9	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$(2.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-4}$

TAB. 7.4 – Sélection du canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$ dans l'échantillon de $600 \text{ fb}^{-1} J/\psi X$. Les incertitudes sont binomiales, et ne tiennent pas compte des incertitudes sur les rapports de branchement. Ces derniers sont fixés aux valeurs de la colonne “MC” pour la génération, et leurs valeurs expérimentales sont données dans la dernière colonne de droite (d'après [35], et [27] pour le $\chi_{1c}K_S^0$). Les rapports de branchement incluent le facteur 2 provenant du kaon neutre. Dans le cas du rapport de branchement expérimental du mode non résonant, la valeur inclut en fait toutes les contributions $J/\psi K\pi$ ne provenant pas d'une résonance $K^*(892)$.

de réjection de la variable angulaire $\cos\theta_K$: le bruit de fond ressort presque exclusivement de la combinatoire sur les pions. Par exemple, dans le cas de la catégorie **Transfert entre** $J/\psi K^*$ ci-dessus, le bruit de fond provient en fait uniquement du canal $J/\psi K^{*\pm}(K_S^0\pi^{\pm})$: lorsque le pion est de basse impulsion, il peut être mal reconstruit, voire non observé. De plus, le nombre de photons dans l'événement est important, et la probabilité de reconstruire un faux π^0 non négligeable. Celui-ci prend alors la place du pion chargé, et on reconstruit un signal $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$. La présence d'événements $\chi_{1c}K_S^0$ s'explique de façon analogue par la reconstruction d'une paire $J/\psi\pi^0$ à la place du $\chi_{1c}(J/\psi\gamma)$, en ajoutant un photon qui permet de ramener ΔE à la région du signal.

A ce stade, on est en droit de penser que les différents types de bruits de fond recensés ci-dessus pour le canal CP sont également présents, dans des proportions certes différentes, dans les autres canaux $J/\psi K^*$. Ces derniers, du fait de leur importance statistique, sont plus à même d'indiquer si le Monte Carlo reproduit correctement les données. On présente donc à présent les résultats sur les quatre canaux.

Etude de l'échantillon $J/\psi X$ simulé avec une coupe en p^*

Afin de pouvoir comparer les données à la simulation sur tout le spectre en M_{ES} , on ajoute la coupe " $p^* > 1.3 \text{ GeV}/c$ " lors de la sélection des événements. La composition, dans la région du signal, de chaque canal est donnée dans le tableau 7.5; les figures 7.4 et 7.5 comparent les distributions de M_{ES} pour les données et la simulation.

	$K_S^0 \pi^0$ (%)	$K^\pm \pi^\mp$ (%)	$K_S^0 \pi^\pm$ (%)	$K^\pm \pi^0$ (%)
signal	73.7 ± 0.92	94.3 ± 0.15	92.6 ± 0.35	82.4 ± 0.45
autres $J/\psi K^*$	15.8 ± 0.76	1.7 ± 0.08	3.0 ± 0.23	5.5 ± 0.27
$\chi_{1c} K_S^0$	4.1 ± 0.41	0.4 ± 0.04	0.5 ± 0.10	3.3 ± 0.21
non res.	1.9 ± 0.28	1.9 ± 0.09	2.1 ± 0.19	2.6 ± 0.19
hautes res.	2.1 ± 0.30	0.8 ± 0.06	0.9 ± 0.13	2.3 ± 0.18
divers	2.5 ± 0.33	1.0 ± 0.06	0.8 ± 0.12	3.8 ± 0.22

TAB. 7.5 – Sélection du canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$ dans l'échantillon de $600 \text{ fb}^{-1} J/\psi X$. Les incertitudes sont binomiales, et ne tiennent pas compte des incertitudes sur les rapports de branchement.

Sur les distributions des figures 7.4 et 7.5, on peut noter un très bon accord entre le Monte Carlo et les données. En particulier, la région du bruit en ΔE , ainsi que la région à bas M_{ES} , sont bien reproduites. Par contre, la région du signal peut laisser penser qu'il y a un excès d'événements dans le Monte Carlo. Deux composantes peuvent avoir un tel comportement: le signal bien sûr, et le mode non résonant (dans une moindre mesure les hautes résonances et le transfert). En effet, mis à part la masse du système $K\pi$, rien ne distingue un événement non résonant d'un événement de signal. Les événements de ce bruit sont donc "piqués" aussi bien suivant ΔE que suivant M_{ES} . Au contraire, comme en témoigne la figure 7.3, le bruit de fond issu de combinaisons incorrectes de photons lors de la reconstruction du π^0 est assez uniforme en ΔE . Dans la mesure où on s'attend à ce que le rapport de branchement du canal $J/\psi K^{*\pm}(K_S^0 \pi^\pm)$ soit fortement corrélé à celui du canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$, par symétrie d'isospin, un taux incorrect de l'un devrait entraîner un taux incorrect de l'autre, et donc se voir sur tout le spectre en M_{ES} . Comme ce n'est pas le cas, l'effet indique plutôt un excès de mode non résonant dans le Monte Carlo. Un autre argument consiste à comparer les rapports de branchement: le $J/\psi K^*$ est simulé avec un taux de $1.5 \cdot 10^{-3}$, tandis que le $J/\psi K\pi$ (non K^*) est produit avec un taux de $3 \cdot 10^{-4}$. Ces valeurs sont à comparées aux résultats expérimentaux, respectivement $(1.24 \pm 0.05 \pm 0.08) \times 10^{-3}$ [11] et $(0.2 \pm 0.9) \times 10^{-3}$ [35]. L'incertitude expérimentale repose donc largement du côté du mode non résonant.

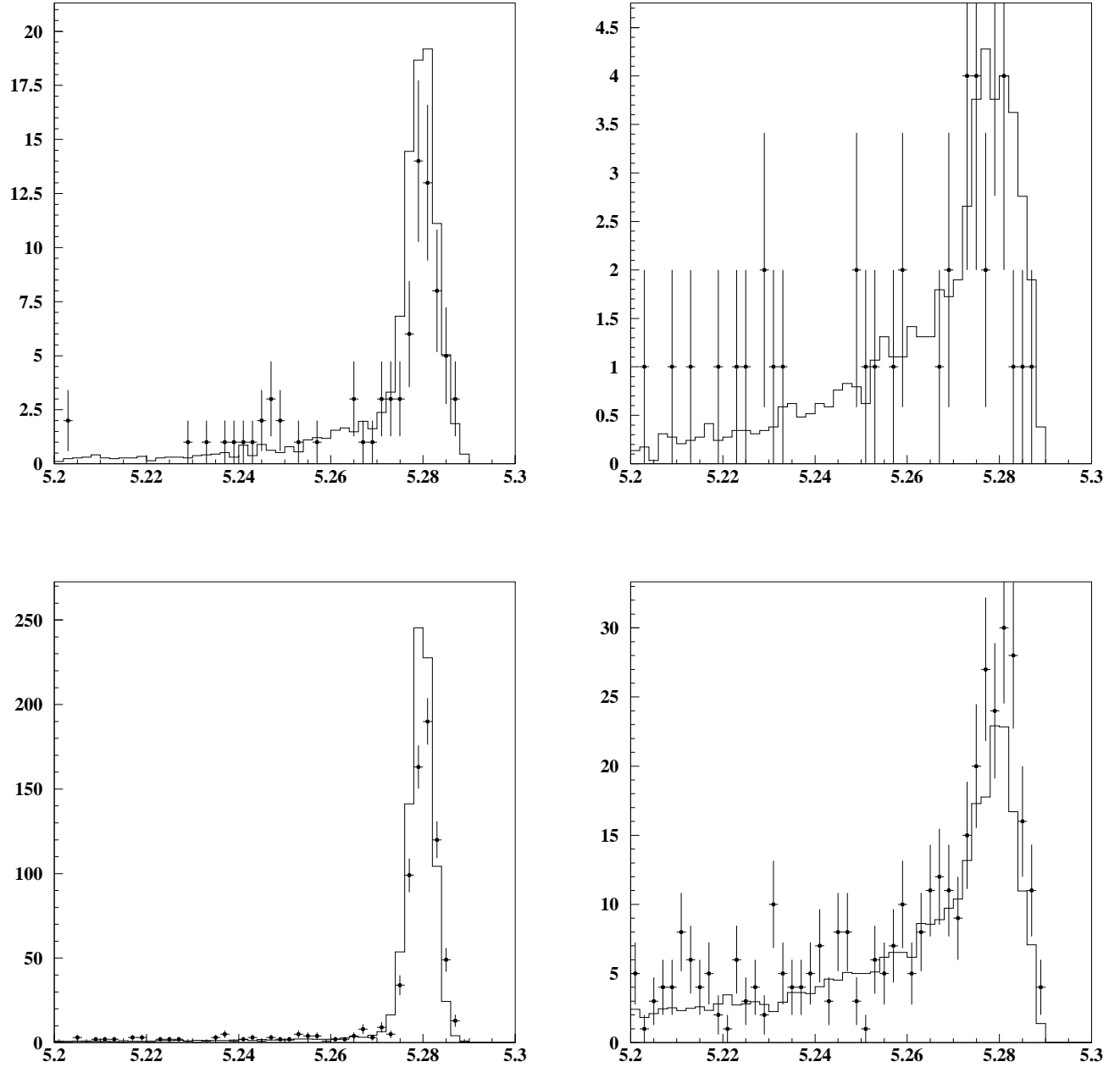


FIG. 7.4 – Distributions de M_{ES} (en GeV/c^2) pour les canaux $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$ (en haut) et $J/\psi K^{*0}(K^\pm \pi^\mp)$ (en bas). A gauche: région du signal en ΔE ; à droite: région du bruit de fond en ΔE . Le Monte Carlo est renormalisé à la luminosité des données.

7.2.2 Le cas des K^* lourds et des modes non résonants

Les K^* lourds sont les résonances $\bar{s}d$ rassemblées dans le tableau 7.6. En fait, les modes marqués d'un “†” ne sont pas générés dans le Monte Carlo.

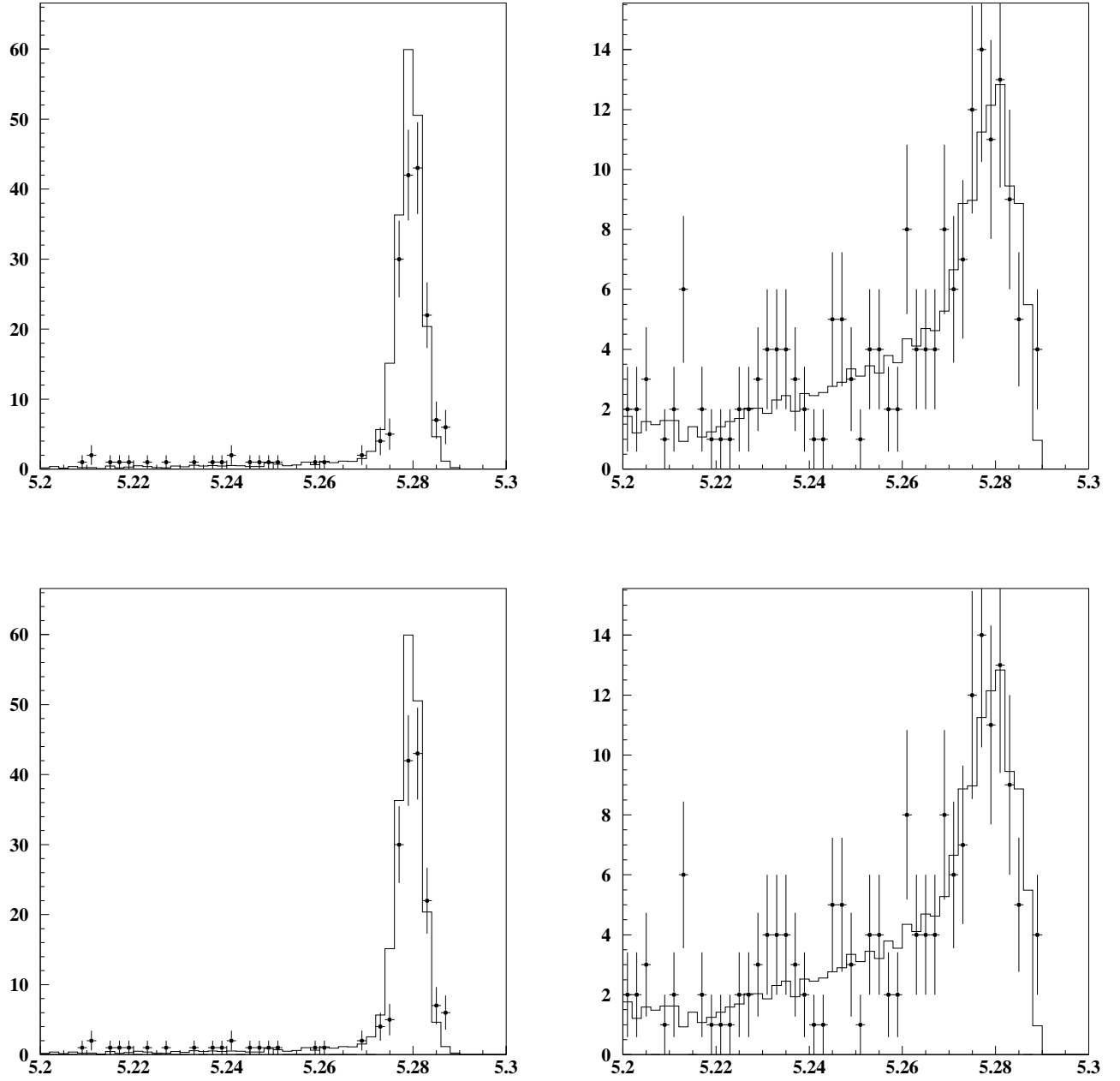


FIG. 7.5 – Distributions de M_{ES} (en GeV/c^2) pour les canaux $J/\psi K^{*\pm}(K_S^0 \pi^\pm)$ (en haut) et $J/\psi K^{*\pm}(K^\pm \pi^0)$ (en bas). À gauche: région du signal en ΔE ; à droite: région du bruit de fond en ΔE . Le Monte Carlo est renormalisé à la luminosité des données.

Le bruit de fond correspondant aux événements présents dans le tableau 7.6 est donc de type combinatoire: par exemple, le π^\pm provenant du $K_1(1400)$ est “perdu”. De façon

	J^P	Masse [MeV/ c^2]	Largeur [MeV]	Mode dominant
$K^*(892)$	1^\perp	$\frac{0 : 896.10 \pm 0.27}{\pm : 891.66 \pm 0.26}$	$\frac{0 : 50.7 \pm 0.6}{\pm : 50.8 \pm 0.9}$	$K\pi$
$K_1(1270)$	1^+	1273 ± 7	90 ± 20	
$K_1(1400)$	1^+	1402 ± 7	174 ± 13	$K^*(892)\pi$ ($94 \pm 6\%$)
$\dagger K_1^*(1410)$	1^\perp	1414 ± 15	232 ± 21	$K\pi$ ($6.6 \pm 1.3\%$)
$\dagger K_0^*(1430)$	0^+	1412 ± 6	294 ± 23	$K\pi$
$K_2^*(1430)$	2^+	$\frac{0 : 1432.4 \pm 1.3}{\pm : 1425.6 \pm 1.5}$	$\frac{0 : 109 \pm 5}{\pm : 98.5 \pm 2.7}$	$K\pi$ ($\sim 50\%$)
$\dagger K^*(1680)$	1^\perp	1717 ± 27	322 ± 110	$K\pi$ ($\sim 40\%$)

TAB. 7.6 – Tableau des résonances K^* [35]. Les modes marqués d’un “ \dagger ” ne sont pas générés dans le Monte Carlo.

générale, ce type de bruit est encore mal connu: les rapports de branchement des canaux $B \rightarrow J/\psi +$ haute résonance sont indéterminés, ainsi que leur contenu CP, qui nécessite parfois une analyse angulaire spécifique.

Dans le cadre de l’analyse angulaire sur les quatre canaux $J/\psi K^*$ (c.f. chapitre 3), des indications existent qui tendent à prouver que la canal $J/\psi K_2^*(1430)$ contribue majoritairement, par l’intermédiaire de l’interférence des fonctions d’onde des deux résonances $K_2^*(1430)$ et $K^*(892)$. Une statistique accrue est toutefois nécessaire pour asseoir ces indications.

7.2.3 Fraction et valeur CP effective du bruit de fond

Suite à l’étude précédente, on peut extraire deux informations qui apparaissent comme des paramètres d’entrée dans l’estimation de $\sin 2\beta$: la fraction de bruit de fond dans la région du signal, et son contenu CP.

Fraction attendue de bruit de fond d’après le MonteCarlo

D’après le tableau 7.5, la fraction de bruit de fond attendue pour le canal CP dans la région du signal est d’environ 26%. Pour tenir compte de l’incertitude sur les rapports de branchement, on procède de la manière suivante: à partir de chaque nombre d’événements présent dans le tableau 7.5, éventuellement renormalisé par le rapport de branchement correct, on tire un nombre aléatoire suivant une gaussienne dont la moyenne est la valeur précédente et l’écart-type l’incertitude sur le rapport de branchement. La fraction de bruit est ensuite recalculée pour chaque série de valeurs. Sa distribution est illustrée sur la figure 7.6, d’où on tire:

$$f_{bdf} = 26 \pm 5\%. \quad (7.1)$$

La distribution n’est pas gaussienne, car le nombre d’événement aléatoire peut être négatif, auquel cas on le fixe à 0. En d’autres termes, on autorise la possibilité que, dans les

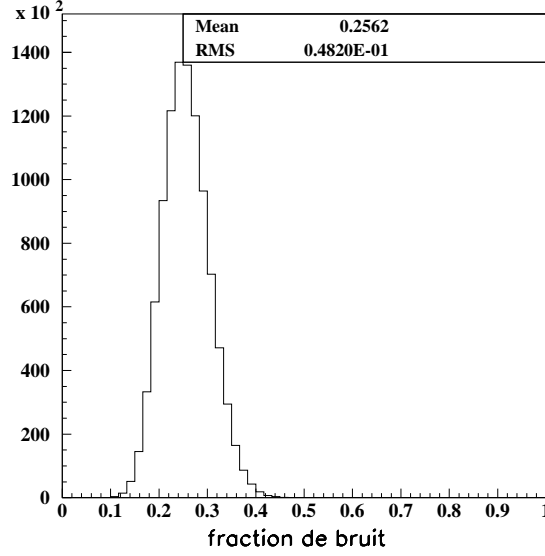


FIG. 7.6 – Distribution des tirages aléatoires de la fraction de bruit de fond.

incertitudes, un type de bruit disparaisse. Ceci peut se produire en particulier pour le mode “non résonant”, dont l’incertitude est beaucoup plus grande que la valeur centrale, et pour les modes “divers” et “hautes résonances”. Pour ces derniers, aucune estimation de l’incertitude sur le rapport de branchement n’est disponible. On fixe donc l’écart type de la gaussienne à la valeur centrale.

Contenu CP du bruit de fond

D’après le tableau 7.5, le transfert du $J/\psi K^{*\pm} (K_S^0 \pi^\pm)$, qui ne viole pas CP, est le bruit de fond dominant, à hauteur de 60%. Le $\chi_{1c} K_S^0$ par contre, dans l’hypothèse ou il n’y a pas de $\chi_{2c} K_S^0$, est un bruit de valeur CP égale à ± 1 . Le reste du bruit est difficile à analyser, car il nécessite *a priori* une analyse angulaire: par exemple, le mode non résonant est un état propre de CP pour lequel le système $(K_S^0 \pi^0)$ peut être dans une onde S,P, ou D, ce qui induit un mélange d’états CP. En utilisant la procédure du paragraphe précédent, on peut également estimer la distribution de la valeur CP du bruit de fond. Pour cela, on tire aléatoirement le contenu CP des trois premiers bruits du tableau 7.5, de façon uniforme sur l’intervalle $[-1, +1]$ (les deux autres types de bruit ont un contenu CP connu). La distribution qui en découle est illustrée sur la figure 7.7. En conséquence, on assigne comme contenu CP du bruit de fond, la valeur:

$$\eta_{CP}(\text{bruit}) = \pm 0.07 \pm 0.14. \quad (7.2)$$

On s’intéresse pour finir au bruit de fond attendu dans les modes *Charmonium* K_S^0

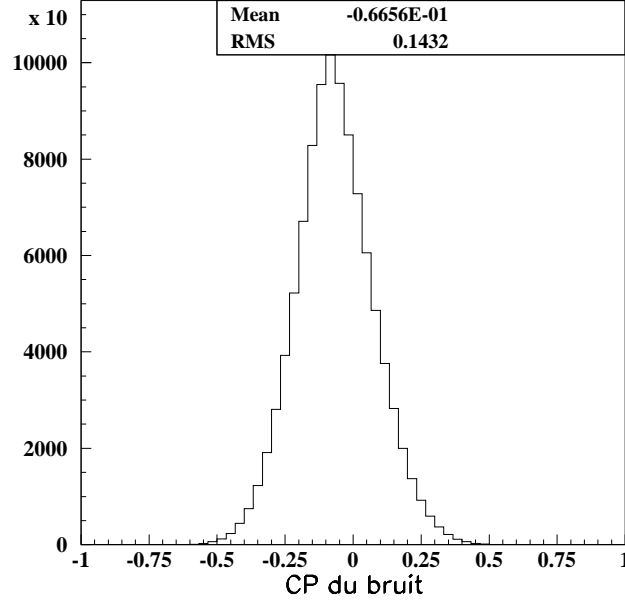


FIG. 7.7 – Distribution des tirages aléatoires du contenu CP du bruit de fond.

7.3 Bruit de fond dans les canaux *Charmonium* K_S^0

Les résultats du chapitre précédent indiquent que le bruit de fond dans ces canaux est faible. Dans ces conditions, on peut se contenter de le scinder en deux composantes :

- Une composante Argus, dont la fraction est obtenue par un ajustement sur la distribution M_{ES} ;
- Une composante gaussienne, qui est estimée sur du Monte Carlo $J/\psi X$.

La composante Argus est décrite par la fonction suivante[4]:

$$\mathcal{A}rgus(M_{ES}; E_b, \kappa) = m e^{\kappa(1 \pm (\frac{M_{ES}}{E_b})^2)} \sqrt{1 \pm (\frac{M_{ES}}{E_b})^2}. \quad (7.3)$$

Dans cette fonction, M_{ES} est inférieure à E_b , énergie des faisceaux dans le centre de masse: $E_b \approx 5.291$, et κ est un facteur de forme. La figure D.1 est un exemple de comportement de type Argus, obtenu sur un échantillon de haute statistique.

La modélisation par une fonction Argus permet d'assigner à chaque événement une probabilité d'être du signal ou du bruit de fond, lors de la mesure de $\sin 2\beta$. Dans cette perspective, il est important d'évaluer la présence d'une composante gaussienne du bruit, qui serait donc mal modélisée. L'évaluation d'une telle composante est faite sur l'échantillon simulé de $J/\psi X$, et conduit à une valeur moyenne de 1.1% pour la fraction de bruit dans la gaussienne (*c.f.* tableau 7.7). Compte tenu des incertitudes sur les rapports de branchement,

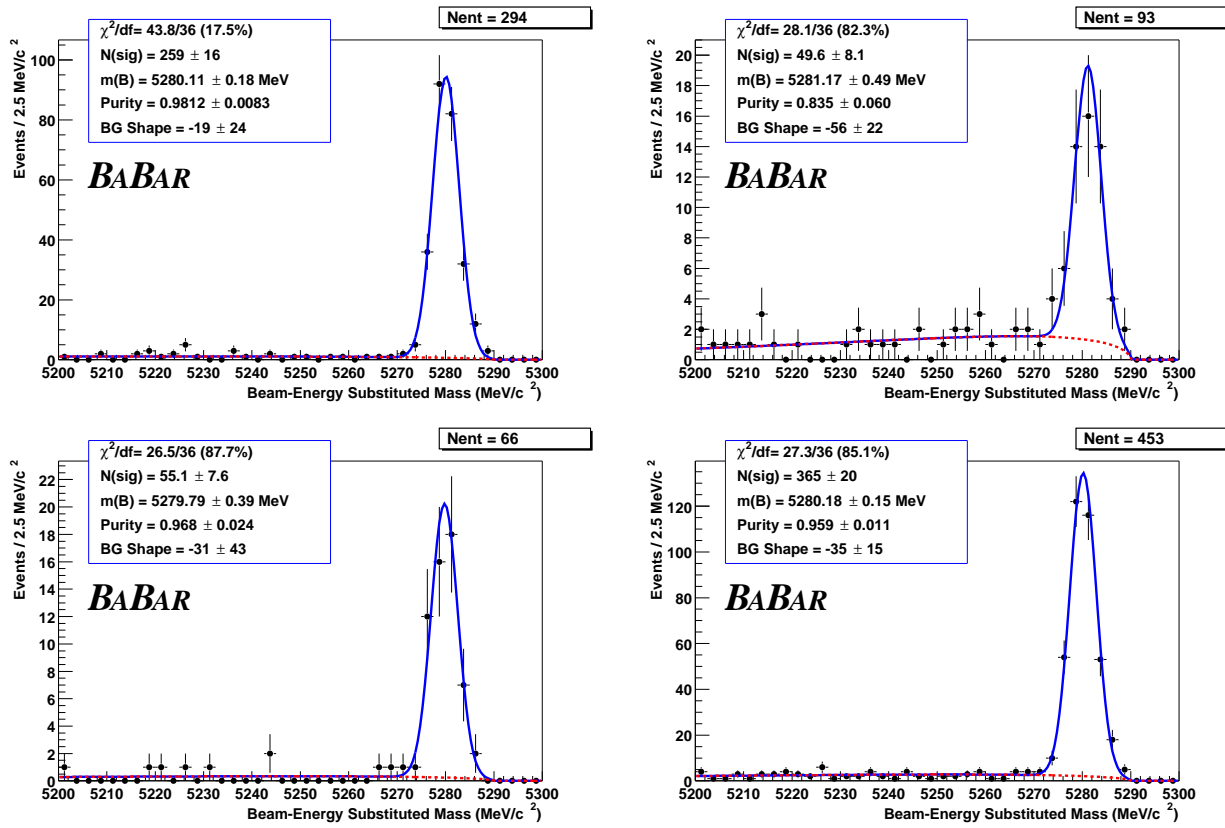


FIG. 7.8 – Distribution de M_{ES} pour les événements sélectionnés charmonium K_S^0 . Un ajustement par une gaussienne et une fonction Argus a été superposée (estimation non binnée). Les coupes sur la qualité du vertex (c.f. chapitre 8) ont été appliquées. En haut à gauche: $J/\psi K_S^0$; En haut à droite: $J/\psi K_S^0(\pi^0\pi^0)$; En bas à gauche: $\psi(2S) K_S^0$; En bas à droite: les trois modes charmonium K_S^0 réunis.

et sur la méthode d'estimation de ce bruit, on prend par la suite, de façon conservative, la valeur $(1 \pm 1)\%$ pour la fraction de bruit dans la gaussienne.

Cette procédure n'est pas appliquée au canal $J/\psi K^{*0}$ pour plusieurs raisons: la composante gaussienne y est tout d'abord très importante, et la composante Argus ne prendrait en compte qu'environ 50% du bruit sous le pic. Or l'intérêt de la modélisation par la fonction Argus réside dans la possibilité d'en estimer les paramètres sur les données directement (comme il est fait au dernier chapitre), et donc de s'affranchir du Monte Carlo. Ceci n'est pas possible pour le bruit de fond gaussien, qui, si il se révèle important, limite de fait l'intérêt de cette procédure. D'autre part, la modélisation par une fonction Argus divise le bruit en deux catégories: un bruit de fond combinatoire de source inconnu, et un bruit de fond de type B , gaussien, ou le méson est essentiellement correctement reconstruit, à une trace de faible impulsion près. On s'est convaincu dans ce chapitre que le bruit de fond du canal $J/\psi K^{*0}$ est essentiellement du second type. La présence d'événements à basse masse est due en grande partie au "transfert $J/\psi K^*$ ", comme l'indique la figure 7.3. En

Mode	Fraction dans la gaussienne	modes dominants
$J/\psi K_S^0$	$0.7 \pm 0.2\%$	$J/\psi K^{*0} (K^+ \pi^-)$
$J/\psi K_S^0 (\pi^0 \pi^0)$	$2.1 \pm 1.2\%$	$J/\psi K^* (K_S^0 \pi^0, K_S^0 \pi^+)$
$\psi(2S) K_S^0$	$2.1 \pm 2.3\%$	NA
Moyenne	$1.1 \pm 0.4\%$	

TAB. 7.7 – Fraction de la gaussienne dans la distribution de M_{ES} , qui provient du bruit de fond (étude sur les événements simulés $J/\psi X$).

conséquence, cette division est “arbitraire”.

En conclusion, on a étudié dans ce chapitre le bruit de fond du canal $J/\psi K^{*0}$, dont on a estimé la fraction attendue sur les données ainsi que le contenu CP. Le transfert du $J/\psi K^{*\pm}$ constitue le bruit de fond dominant. La contribution du mode non résonant ou des modes qui contiennent une résonance K^* lourde au lieu du $K^*(892)$ est difficile à déduire des données, et son contenu CP est mal connu. Toutefois, il apparaît que le mécanisme de sélection d’un événement de bruit consiste en un ajout/remplacement de photon(s) dans des situations où ce(s) photon(s) sont de faible énergie. On peut donc s’attendre à un impact faible de ce mécanisme sur les estimations de la résolution sur Δz et des performances d’étiquetage du B_{tag} , pour lesquelles les photons ou les traces chargées de faible impulsion contiennent peu ou pas d’information. On confirme cette remarque dans les deux chapitres suivants.

Chapitre 8

Mesure de $\Delta\tau$ et résolution spatiale.

L'une des étapes fondamentales, dans l'analyse de la violation de CP discutée dans ce travail, concerne l'estimation de $\Delta\tau$, différence entre les instants propres de désintégration des deux mésons B (*c.f.* équations (4.12)–(4.13)). Cette estimation est déduite de la mesure de $\Delta z = z_{CP} \perp z_{TAG}$, différence des longueurs de vol le long de l'axe z des deux mésons B .

Dans la première section du présent chapitre, on présente la détermination du vertex du B reconstruit de façon exclusive au chapitre précédent, et on en discute la résolution sur des événements simulés. On présente ensuite la méthode de reconstruction de l'autre B , et donc de Δz ,¹ puis on en détaille les performances. Cette discussion conduit à deux conclusions: la fonction de résolution est largement indépendante du canal reconstruit, et il est préférable d'en mesurer les paramètres sur les données plutôt que de les tirer de la simulation.

8.1 Reconstruction du vertex du B_{excl}

On appelle dans la suite B_{excl} un candidat B reconstruit de façon exclusive, comme c'est le cas de tous les canaux étudiés aux chapitres précédents. La position du point de désintégration de ce candidat B est reconstruite par ajustement géométrique de ses filles. Les résonances ne volant pas, on exige qu'elles se désintègrent sur place. Leur vertex doit donc être le même (aux incertitudes de mesure près) que celui du B_{excl} . Cette contrainte est donc appliquée à tous les canaux *charmonium* $K^{0(*)}$, ainsi qu'aux canaux $B \rightarrow D^* X$.

8.1.1 Résolution sur le vertex du B_{excl}

La distribution du résidu $z_B(excl) \perp z_B(vrai)$ obtenue sur l'échantillon simulé $J/\psi K_S^0$, bénéficiant d'une haute statistique, est présentée sur la figure 8.1. On observe la présence d'événements dont le vertex est très mal reconstruit, ce qui peut être dû, par exemple, à

1. Dans ce chapitre, on s'intéresse exclusivement à la position z suivant l'axe du faisceau. A la section 8.3.1, on verra en effet que Δt est dérivé de Δz seulement.

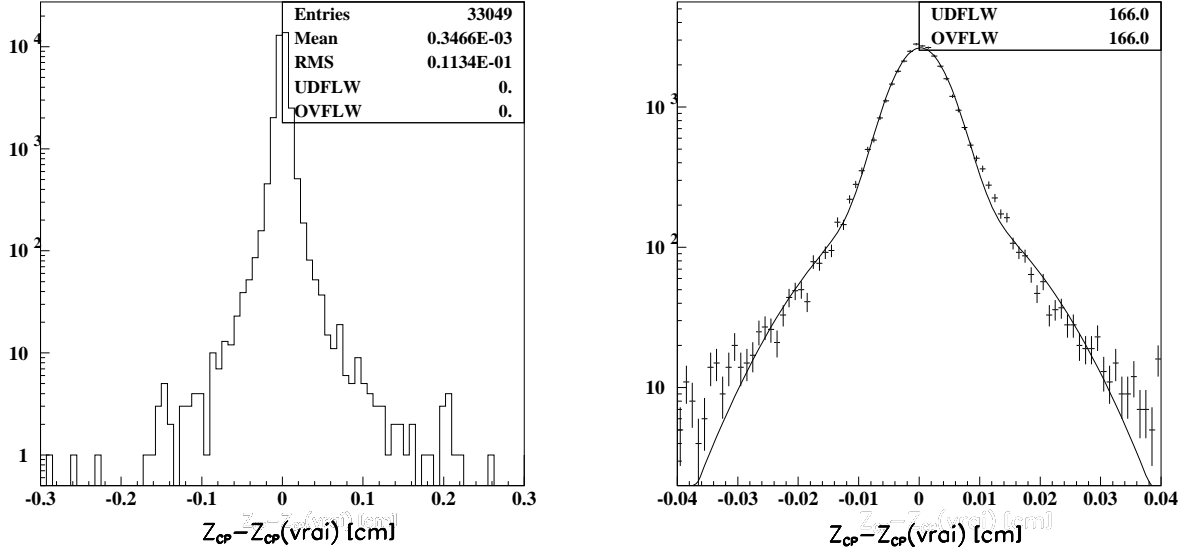


FIG. 8.1 – Distribution du résidu $z_B(\text{rec}) \perp z_B(\text{vrai})$ pour les événements sélectionnés de l'échantillon simulé $J/\psi K_S^0$. A gauche: distribution complète (échelle logarithmique). A droite: un ajustement par une double gaussienne est superposée à la distribution du résidu.

Résidu	σ_c [μm]	δ_c [μm]	σ_t [μm]	δ_t [μm]	f_t [%]	RMS
$J/\psi K_S^0$	53.5 ± 0.4	2.9 ± 0.3	$184. \pm 6.$	$5. \pm 3.$	11.0 ± 0.6	67.9
$J/\psi K^{*0}(K^\pm \pi^\mp)$	48.7 ± 0.6	2.4 ± 0.5	$166. \pm 10.$	$1. \pm 7.$	6.6 ± 0.8	51.6
$\psi(2S)K_S^0$	51.7 ± 0.7	0.8 ± 0.7	$178. \pm 12.$	$-25. \pm 7.$	$10. \pm 1.$	64.3
$J/\psi K^\pm$	47.9 ± 0.5	2.1 ± 0.4	$143. \pm 6.$	$3. \pm 4.$	8.7 ± 0.8	56.2

TAB. 8.1 – Résultat de l'ajustement de la distribution du résidu par une double gaussienne (c.f. figure 8.1). La gaussienne étroite est indiquée par la lettre *c* (pour core), et la gaussienne large par un *t* (pour tail). La RMS calculée est la moyenne pondérée des largeurs σ_c et σ_t .

du bruit dans le SVT, ou à des effets de diffusion dans le détecteur. L'ajustement par une double gaussienne résulte en un mauvais χ^2 pour cette raison, mais demeure néanmoins suffisant pour estimer la résolution moyenne sur le vertex du $z_B(\text{excl})$. Les résultats de cet ajustement, pour plusieurs canaux, sont présentés dans le tableau 8.1. On constate que les deux modes $J/\psi K^{*0}(K^\pm \pi^\mp)$ et $J/\psi K^\pm$ sont légèrement meilleurs, du fait de la présence d'un plus grand nombre de traces chargées au vertex. Les paramètres restent cependant raisonnablement proches les uns des autres et la RMS vaut entre 50 et 70 μm .

Pour étudier l'incertitude sur la reconstruction du vertex, on s'intéresse au *pull*, c'est-à-dire à la variable $\frac{(z_B(\text{excl}) \perp z_B(\text{vrai}))}{\sigma_{z_B}(\text{excl})}$, où l'incertitude $\sigma_{z_B}(\text{excl})$ est calculée pour chaque événement de l'échantillon. Si cette incertitude estime correctement la vraie incertitude sur la mesure de $z_B(\text{excl})$, la distribution du *pull* doit être gaussienne avec une valeur centrale

nulle et un écart-type de 1. On peut voir sur la figure 8.2 que ce n'est pas le cas, pour environ 1% des événements. De plus, l'écart-type est proche de 1.1.

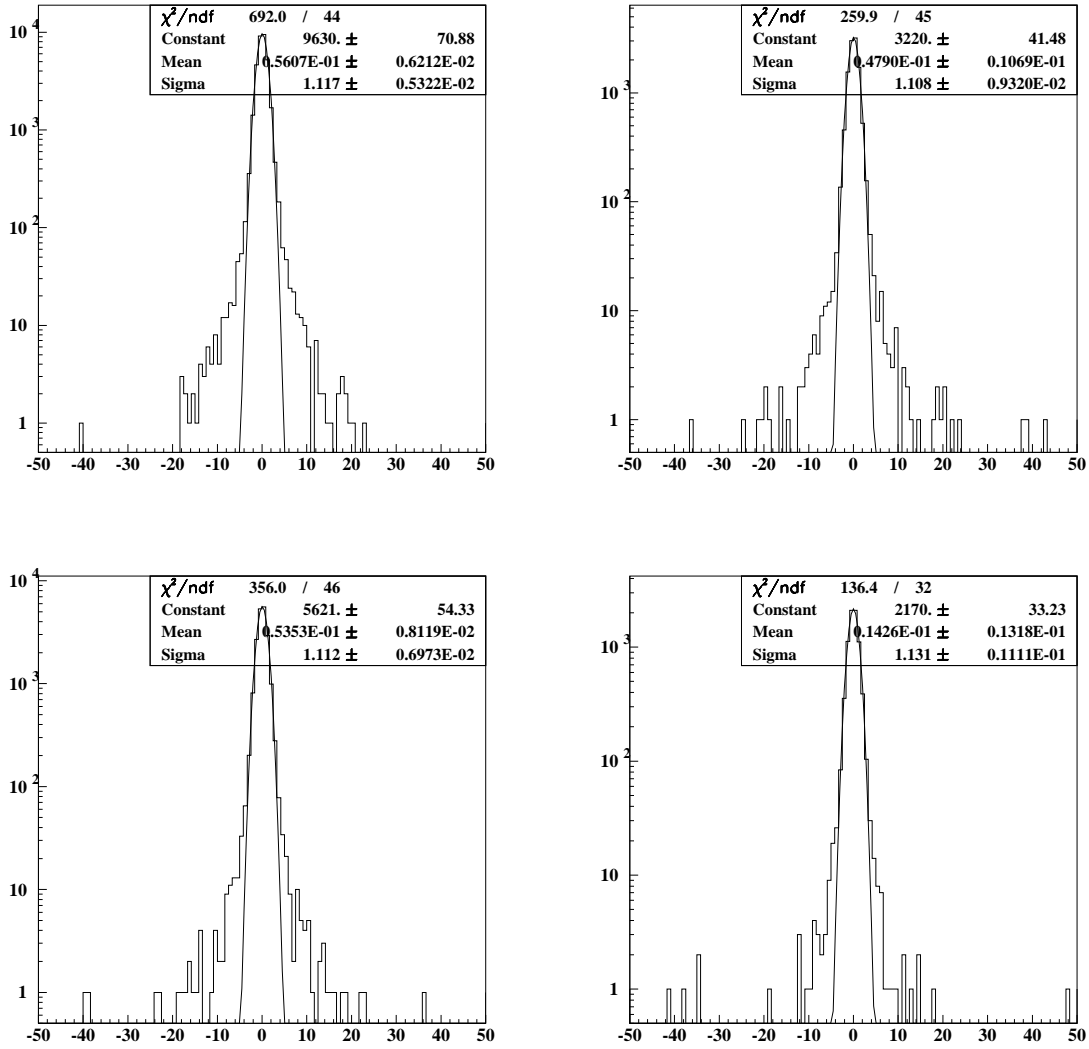


FIG. 8.2 – Distribution du pull $(z_B(rec) - z_B(vrai)) / \sigma(z_B(rec))$ pour quatre canaux différents: $J/\psi K_S^0$ en haut à gauche, $J/\psi K^{*0}(K^\pm \pi^\mp)$ en haut à droite, $J/\psi K^\pm$ en bas à gauche, et $\psi(2S)K_S^0$ en bas à droite. L'ajustement par une gaussienne a été superposé.

8.1.2 Le vertex du J/ψ

Pour expliquer la fraction d'événements dont le *pull* est mauvais, on peut penser que le vertex du J/ψ pose problème lorsque le canal de désintégration est e^+e^- . En effet, la procédure de récupération des photons de *Bremsstrahlung* peut en principe altérer la

qualité du vertex du J/ψ . Pour vérifier cette hypothèse, la figure 8.3 rassemble les *pulls* des deux distributions $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Le χ^2 est légèrement meilleur dans le

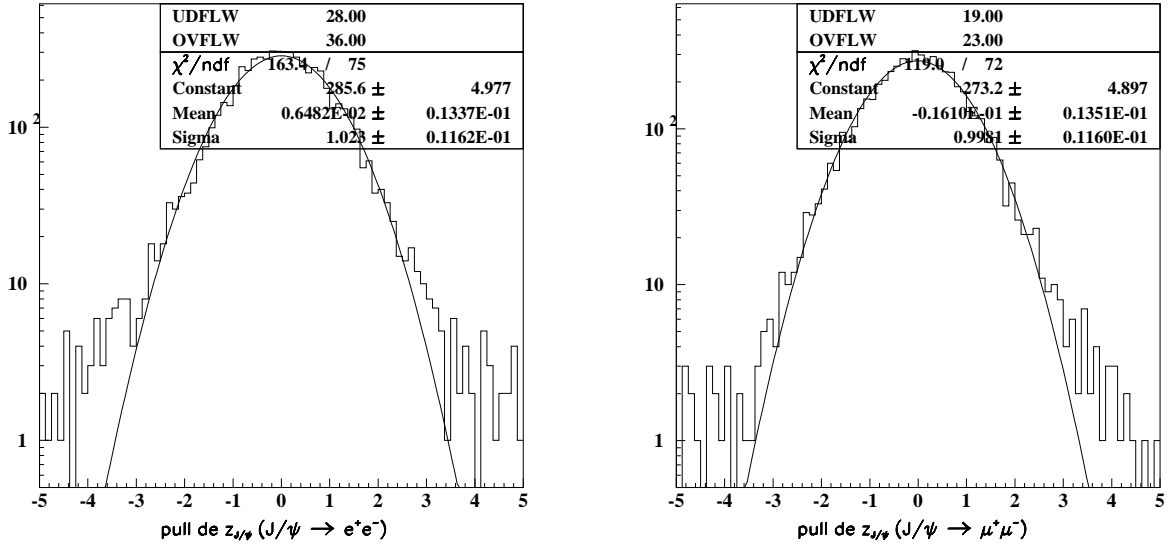


FIG. 8.3 – Distributions du pull de la position en z du J/ψ (canal $J/\psi K^{*0}(K^\pm\pi^\mp)$), séparément pour le canal électronique (à gauche) et pour le canal muonique (à droite). L'ajustement par une simple gaussienne a été superposé.

cas de la désintégration muonique, ainsi que l'écart-type (écart de 2σ dans la distribution électronique). De plus, il semble que la queue est plus fournie dans le cas de électrons. L'effet, s'il existe, demeure toutefois faible. Dans ces conditions, il est indispensable de vérifier que les deux modes de désintégration du J/ψ n'engendrent pas deux comportements distincts pour le vertex du B , qu'il faudrait alors modéliser par deux fonctions de résolution différentes.² La figure 8.4 présente la distribution du résidu sur la position en z du J/ψ , séparément pour les cas $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ et $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, dans le cas de la sélection des événements $J/\psi K^{*0}(K^\pm\pi^\mp)$. L'accord entre les deux types de sélection est excellent: la procédure de récupération des photons de *Bremsstrahlung* n'a donc aucun effet néfaste sur la fonction de résolution elle-même, et dans la suite aucune distinction ne sera opérée entre les deux modes de désintégration du J/ψ .

On s'intéresse à présent à la reconstruction du vertex du B_{tag} , c'est-à-dire du B qui n'a pas été entièrement reconstruit dans un canal exclusif. On va voir que la résolution sur cette reconstruction domine complètement l'incertitude sur Δz .

2. On rappelle que l'ajustement géométrique de ce vertex dépend fortement de celui du J/ψ , du fait de la contrainte imposée par le vertex des filles, lorsqu'elles sont des résonances.

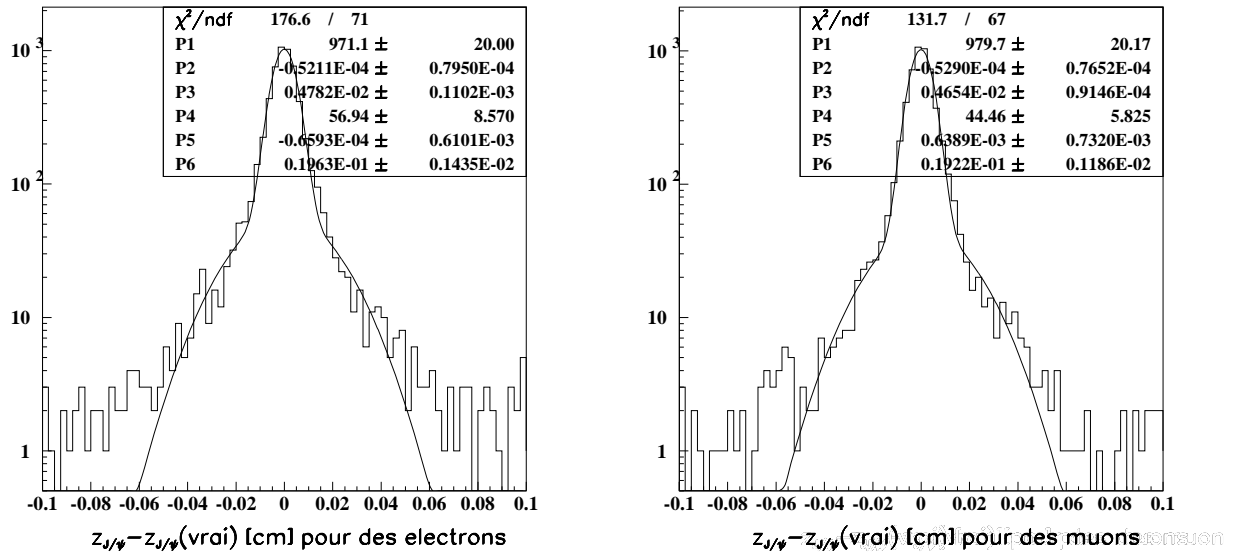


FIG. 8.4 – Distribution $z_{J/\psi}(rec) \perp z_{J/\psi}(vrai)$ pour les événements sélectionnés dans le canal $J/\psi K^{*0}$ ($K^\pm \pi^\mp$). Un ajustement par une double gaussienne a été superposé.

8.2 Reconstruction du vertex du B_{tag}

La reconstruction du vertex du B_{tag} procède de la méthode suivante:

- On commence par éliminer toutes les traces chargées ayant servi à la reconstruction du B_{excl} .
- Ensuite, on élimine les traces chargées ayant servi à la reconstruction d'un K_S^0 ou d'un Λ . Lorsque ces traces ont des coups dans le SVT, leur mères sont utilisées dans la suite de l'algorithme, sinon ils sont écartés: on s'assure ainsi que la distance de vol de ces particules n'introduit pas de biais.
- Un ajustement numérique des candidats restants à un point de désintégration commun est alors opéré, et un χ^2 global est calculé; La procédure est itérative, tant qu'il y a une trace dont la contribution au χ^2 est plus grande que 6.

Si l'ajustement converge, Δz est calculé, et doit passer les deux coupes suivantes: $|\Delta z| < 3$ mm, et $\sigma(\Delta z) < 400$ μm . L'efficacité de cet algorithme, évaluée sur les données et le MonteCarlo pour divers échantillons hadroniques, est d'environ 85%.

Le tableau 8.2 rassemble les résultats d'un ajustement par trois gaussiennes sur l'écart de Δz à sa vraie valeur (qu'on dénote dorénavant $\delta\Delta z$), pour différents échantillons simulés. La troisième gaussienne permet de prendre en compte les cas où cet écart est beaucoup plus grand que l'incertitude calculée par l'ajustement. Sa valeur centrale est fixée à 0. et sa largeur à 1.33 mm. Comme prévu, l'incertitude sur la reconstruction du vertex du B_{tag} domine la résolution sur Δz . On note également que le vertex du B_{tag} biaise la valeur

$\delta\Delta z$	f_c	$\sigma_c[\mu\text{m}]$	$\mu_c[\mu\text{m}]$	f_{out}	σ_t	$\mu_t[\mu\text{m}]$
$J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$	69 ± 4	108 ± 4	-21 ± 3	2.9 ± 0.4	257 ± 14	-53 ± 9
$J/\psi K^{*0}(K_S^{\pm}\pi^{\mp})$	63 ± 2	97 ± 3	-17 ± 2	1.8 ± 0.2	252 ± 8	-58 ± 6
$J/\psi K^{*\pm}(K_S^0\pi^{\pm})$	66 ± 4	101 ± 4	-16 ± 2	2.6 ± 0.3	235 ± 12	-45 ± 7
$J/\psi K^{*\pm}(K_S^{\pm}\pi^0)$	77 ± 3	102 ± 3	-16 ± 2	1.4 ± 0.3	271 ± 17	-47 ± 9
$J/\psi K_S^0$	70 ± 1	108 ± 1	-18 ± 1	1.6 ± 0.1	291 ± 6	-71 ± 4
$J/\psi K_S^0(\pi^0\pi^0)$	71 ± 3	118 ± 3	-19 ± 2	3.0 ± 0.3	303 ± 14	-80 ± 10
$\psi(2S)K_S^0$	58 ± 3	97 ± 4	-18 ± 2	2.0 ± 0.3	230 ± 9	-56 ± 6
$B^0 \rightarrow D^*$	62 ± 5	102 ± 6	-22 ± 4	4.4 ± 0.5	250 ± 20	-66 ± 15
$B^0 \rightarrow D^{\pm}$	62 ± 5	99 ± 5	-21 ± 3	4.6 ± 0.5	253 ± 17	-77 ± 13
pull de Δz	f_c	σ_c	μ_c	f_{out}	σ_t	μ_t
$J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$	89 ± 2	1.13 ± 0.02	-0.20 ± 0.02	—	3.1 ± 0.2	-1.2 ± 0.2
$J/\psi K^{*0}(K_S^{\pm}\pi^{\mp})$	86 ± 2	1.15 ± 0.02	-0.19 ± 0.02	—	2.6 ± 0.2	-1.1 ± 0.1
$J/\psi K^{*\pm}(K_S^0\pi^{\pm})$	88 ± 2	1.13 ± 0.02	-0.17 ± 0.02	—	2.6 ± 0.2	-1.0 ± 0.1
$J/\psi K^{*\pm}(K_S^{\pm}\pi^0)$	92 ± 1	1.14 ± 0.02	-0.18 ± 0.02	—	2.9 ± 0.2	-0.9 ± 0.2
$J/\psi K_S^0$	90.4 ± 0.7	1.168 ± 0.009	-0.197 ± 0.008	—	3.2 ± 0.1	-1.30 ± 0.08
$\psi(2S)K_S^0$	84 ± 3	1.09 ± 0.03	-0.20 ± 0.02	—	2.4 ± 0.2	-1.0 ± 0.2
$B^0 \rightarrow D^*$	85 ± 5	1.08 ± 0.04	-0.22 ± 0.04	—	2.3 ± 0.3	-1.1 ± 0.2
$B^0 \rightarrow D^{\pm}$	89 ± 5	1.08 ± 0.03	-0.26 ± 0.02	—	2.7 ± 0.3	-1.0 ± 0.2

TAB. 8.2 – Fonction de résolution de Δz . Le modèle à trois gaussiennes a été utilisé. La valeur centrale et la largeur de la troisième gaussienne, indicée “out” pour outlier, sont fixées respectivement à $0.\mu\text{m}$ et 1.33 mm. Les fractions sont données en pourcents.

centrale des gaussiennes. Ceci est dû aux désintégrations charmées, pour lesquelles le méson D a une distance de vol faible mais non négligeable. La méthode de réjection de trace à

χ^2 important a pour but d'éliminer les produits de désintégrations de ce méson, mais n'y arrive que partiellement. En conséquence, les traces qui sont acceptées "tirent" le vertex vers les valeurs positives de z (du fait du *boost*), ce qui induit un biais négatif sur Δz .

D'autre part, la relative indépendance de la fonction de résolution vis-à-vis de la nature du B_{excl} autorise à faire l'hypothèse que celle-ci est modélisable par une fonction "universelle". L'intérêt d'une telle situation réside dans le fait qu'il est alors possible d'estimer ses paramètres à partir des données en utilisant un échantillon très large, tel que l'ensemble des B_{sav} définis dans l'annexe D. On se concentre donc dans la suite sur différentes comparaisons entre l'échantillon B_{sav} et l'échantillon *charmonium*, sur le MonteCarlo et sur les données.

Comparaison des échantillons B_{sav} et CP

On rassemble sur la figure 8.6 la probabilité de χ^2 , l'incertitude $\sigma(\Delta z)$ de chaque événement, ainsi que le nombre de traces utilisées pour définir le vertex du B_{tag} , pour les événements simulés CP et B_{sav} (CP signifie ici les trois canaux *charmonium* K_S^0 plus le canal $J/\psi K^{*0}$). Comme prévu, le comportement est tout à fait similaire entre les deux échantillons. Cette remarque reste valable pour les échantillons de données, comme en témoigne la figure 8.5.

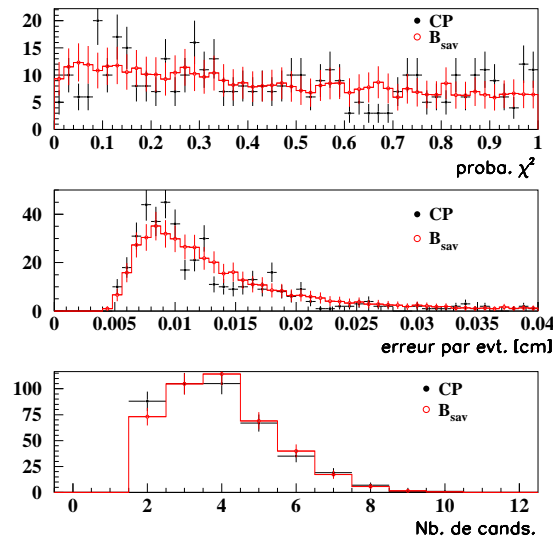


FIG. 8.5 – Comparaison sur les données entre les événements CP et B_{sav} . Les variables sont définies dans la légende de la figure 8.7, et les distributions sont normalisées au même nombre d'entrées.

Comparaison données/MonteCarlo

Si la section précédente accrédite l'affirmation que la mesure de Δz dépend peu du canal exclusivement reconstruit, il reste important de déterminer le degré de compatibilité

Monte Carlo

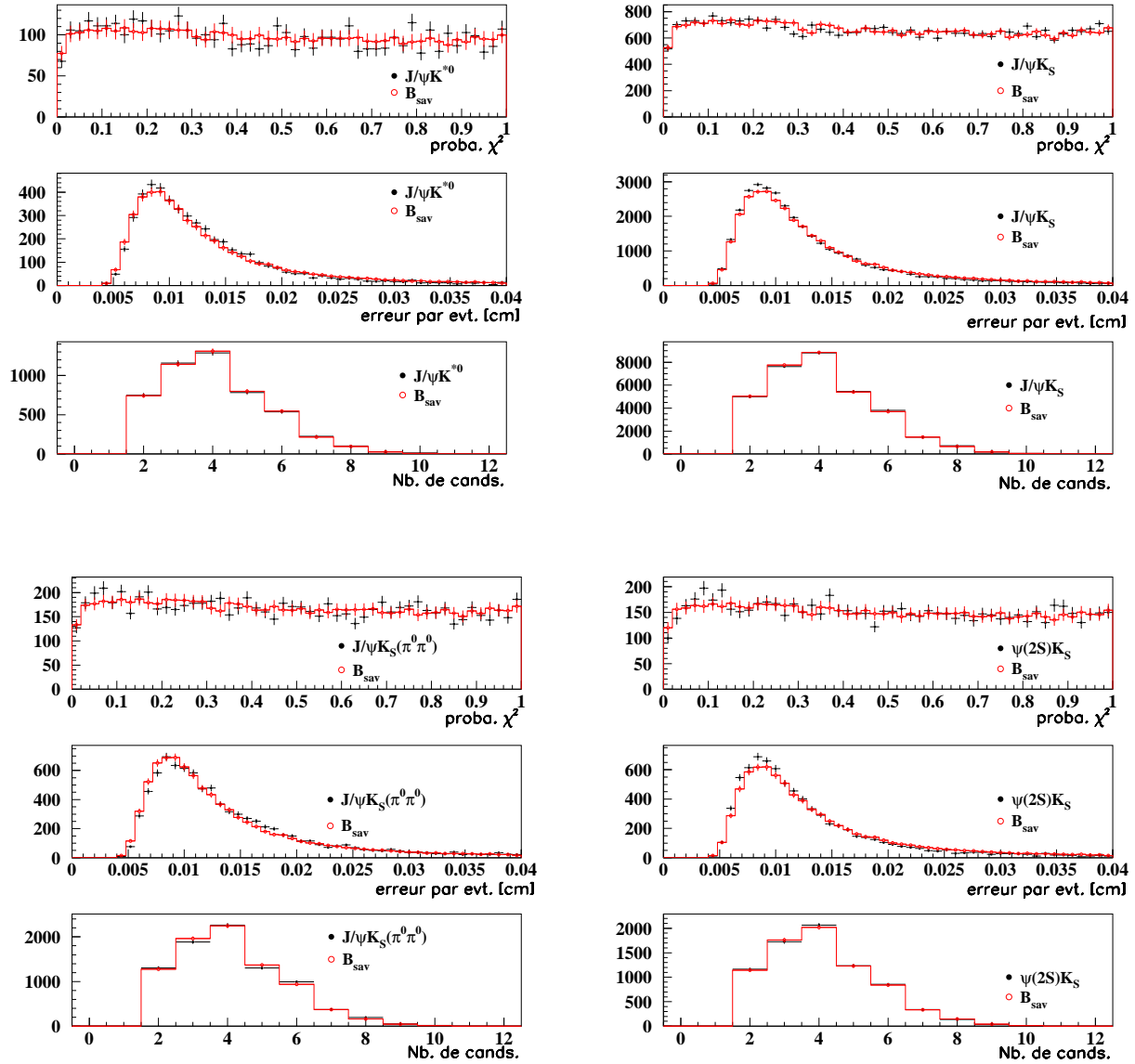


FIG. 8.6 – Événements simulés: comparaison entre les échantillons B_{sav} et CP, pour les événements $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$, $J/\psi K_S^0(\pi^+ \pi^-)$, $J/\psi K_S^0(\pi^0 \pi^0)$ et $\psi(2S) K_S^0$. Trois variables sont comparées: la probabilité de χ^2 , l'incertitude pour chaque événement, et le nombre de candidats (traces chargées + K_S^0 et Λ) ayant servi à la reconstruction du vertex du B_{tag} . Les distributions sont normalisées au même nombre d'entrées.

entre la simulation et les données. A cette fin, la figure 8.7 compare les trois variables de la figure 8.6 pour l'échantillon B_{sav} , qui bénéficie de la plus haute statistique.

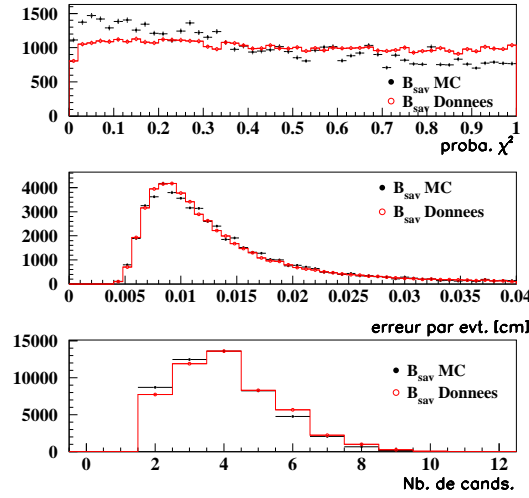


FIG. 8.7 – Comparaison données/MonteCarlo pour l'échantillon B_{sav} . Les distributions sont normalisées au même nombre d'entrées.

Contrairement aux deux autres variables, la distribution du $p(\chi^2)$ est significativement moins bonne sur les données. L'effet est également visible sur les événements CP, bien que la statistique ne permette pas de conclure avec la même force. Des études préliminaires indiquent qu'une part importante de cet effet est due au fait que l'alignement du SVT est mal reproduit par le MonteCarlo. En conséquence, il apparaît préférable d'estimer les paramètres de la fonction de résolution directement sur les données. A cet égard, le point crucial réside dans la similitude de comportement des deux échantillons *charmonium* $K^{(*)}$ et B_{sav} . En effet, ce dernier bénéficie d'une statistique plus grande, et permet donc une estimation de ces paramètres avec une meilleure précision.

8.3 Fonction de résolution sur Δt

Il est à présent utile de définir la fonction de résolution qu'on utilise dans l'estimation de $\sin 2\beta$. Pour ce faire, on commence par détailler la transformation qui permet de passer de Δz à $\Delta\tau$, dont on a vu qu'elle régissait l'évolution temporelle du système des deux mésons B (*c.f.* équations 4.12 et 4.13).

8.3.1 Calcul de Δt

On se place tout d'abord dans le référentiel du centre de masse, lié à l' $\Upsilon(4S)$. Soient β_{CMS} et γ_{CMS} les paramètres de *boost* du centre de masse vers les référentiels propres des mésons. On a alors, en notant par t les temps mesurés dans le centre de masse, et par τ les temps propres: $t_{CP} = \gamma_{CMS} \tau_{CP}$ et $t_{TAG} = \gamma_{CMS} \tau_{TAG}$. D'autre part, si θ_{CMS} est l'angle entre l'axe du faisceau et la direction de vol des mésons, mesuré dans le centre de masse, on a:

$$z_{CP}^{CMS} = c \beta_{CMS} t_{CP} \cos \theta_{CMS} \quad (8.1)$$

$$z_{TAG}^{CMS} = -c \beta_{CMS} t_{TAG} \cos \theta_{CMS} \quad (8.2)$$

On définit d'autre part la transformation de Lorentz suivante, entre le référentiel du laboratoire et le référentiel du centre de masse:

$$z_{CP}^{lab} = \gamma(z_{CP}^{CMS} + \beta c t_{CP}) \quad (8.3)$$

$$z_{TAG}^{lab} = \gamma(z_{TAG}^{CMS} + \beta c t_{TAG}). \quad (8.4)$$

Elles permettent d'écrire:

$$\begin{aligned} \Delta z &= z_{CP}^{lab} - z_{TAG}^{lab} \\ &= \gamma c \beta_{CMS} \gamma_{CMS} \cos \theta_{CMS} (\tau_{CP} + \tau_{TAG}) + \gamma \beta c \gamma_{CMS} (\tau_{CP} - \tau_{TAG}) \end{aligned} \quad (8.5)$$

Plusieurs niveaux d'approximation peuvent être considérés pour simplifier cette équation:

- On a vu que les mésons sont produits pratiquement au repos, dans le référentiel du centre de masse. Dans ces conditions, $\gamma_{CMS} \sim 1$, et la différence entre τ et t est négligeable. En pratique, on peut corriger en tenant compte de l'impulsion moyenne des B dans le centre de masse, ce qui donne $\gamma_{CMS} \sim 1.002$.
- La quantité $\beta\gamma$ est sensible aux variations de l'énergie des faisceaux. En utilisant des événements à deux traces chargées dans l'état final (exemple: $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$), elle est recalculée à chaque nouvelle série de prise de données, avec une précision meilleure que 0.3%.
- Avec les valeurs numériques précédentes, l'ordre de grandeur du premier terme de (8.5) est $70 \times \cos \theta_{CMS} \mu\text{m}$, à comparer à celui du deuxième terme, qui est $\beta\gamma c\tau_B \approx 262\mu\text{m}$. Le premier terme apporte donc une contribution faible à la mesure de Δz .

Toutefois, pour éviter le biais potentiel introduit par une acceptance imparfaitement connue, et pour tenir compte des variations événement par événement de $\tau_{CP} + \tau_{TAG}$, on conserve tous les termes de (8.5). Le problème réside alors dans l'évaluation de $\tau_{CP} + \tau_{TAG}$. Dans la suite, on l'approxime par sa valeur moyenne à Δt fixé, qui s'écrit

$$\langle \tau_{CP} + \tau_{TAG} \rangle_{\Delta t} \equiv \frac{\int_{|\Delta t|}^{\infty} u e^{-\frac{u}{\tau_B}} du}{\int_{|\Delta t|}^{\infty} e^{-\frac{u}{\tau_B}} du} = \tau_B + |\Delta t|. \quad (8.6)$$

où τ_B est le temps de vie du B^0 .

La formule finale, utilisée dans la suite, est donc :

$$\Delta z = \gamma_{CMS} c(\beta \gamma \Delta t + \gamma \beta_{CMS} \cos \theta_{CMS}(\tau_B + |\Delta t|)). \quad (8.7)$$

8.3.2 Estimation de la fonction de résolution sur Δt

A présent que la procédure de calcul de Δt est définie, les développements suivants ne concernent que cette variable. Il s'agit en effet d'estimer la fonction de résolution correspondante, dont la connaissance des paramètres est nécessaire à l'estimation de $\sin 2\beta$.

Il existe plusieurs façons de modéliser la fonction de résolution. Ce point fera d'ailleurs l'objet d'une discussion dans le dernier chapitre. Le modèle choisi pour le présent travail consiste, comme à la section précédente, en la somme de trois gaussiennes, dont la plus large (qui modélise la présence d'*outliers*) a une largeur fixe de 8 ps et une valeur centrale fixe également à 0. D'autre part, on utilise l'incertitude sur Δz , calculée événement par événement, afin de bénéficier de toute l'information disponible. On remplace donc, pour les deux premières gaussiennes, σ par $S \times \sigma_{\Delta z}$, où S est un facteur d'échelle à estimer. Enfin, on anticipe sur le chapitre d'étiquetage, en ajustant le biais de la deuxième gaussienne pour quatre catégories d'étiquetage séparément, définies au chapitre suivant.

Le tableau 8.3 rassemble les résultats d'un ajustement, opérés sur différents échantillons simulés, de la différence entre la valeur mesurée de Δt et sa valeur vraie. On note une raisonnable stabilité des paramètres en fonction des différents canaux de reconstruction. De plus, la table 8.4 permet d'étayer la nécessité de définir quatre biais différents pour la seconde gaussienne, qui dépendent de la catégorie d'étiquetage de l'événement (discutée au chapitre suivant). Ce résultat n'est pas surprenant : le biais est dû aux désintégrations en cascade, et donc dépendent de la nature de la désintégration du B_{tag} , tout comme la catégorie. Des différences entre catégories sont visibles, mais leur impact sur la mesure de $\sin 2\beta$ est faible, sauf pour les paramètres de la gaussienne étroite. Il est également intéressant de discuter la matrice de corrélation, présentée dans la table 8.5 pour l'ajustement sur l'échantillon B_{sav} . On note une corrélation très importante entre f_t , S_{core} et S_{tail} . Dans le cadre d'une estimation de $\sin 2\beta$, si ces paramètres sont fixés, l'estimation de l'incertitude systématique sur $\sin 2\beta$ due à l'incertitude sur ces valeurs est compliquée par ce type de

	$J/\psi K_S^0$ (tous)	$J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$	B_{sav}
S_{core}	1.121 ± 0.009	1.10 ± 0.02	1.093 ± 0.008
$\delta_{core,Lep}$	-0.065 ± 0.009	-0.11 ± 0.03	-0.056 ± 0.007
$\delta_{core,K}$	-0.146 ± 0.006	-0.16 ± 0.02	-0.128 ± 0.005
$\delta_{core,NT1}$	-0.07 ± 0.01	-0.11 ± 0.04	-0.077 ± 0.009
$\delta_{core,NT2}$	0.122 ± 0.009	-0.13 ± 0.03	-0.114 ± 0.008
S_{tail}	2.57 ± 0.08	2.6 ± 0.2	2.71 ± 0.09
δ_{tail}	-0.66 ± 0.03	-0.7 ± 0.1	-0.57 ± 0.04
f_{tail}	0.141 ± 0.009	0.13 ± 0.02	0.090 ± 0.007
f_{outl}	0.0109 ± 0.0009	0.011 ± 0.003	0.0037 ± 0.0006

	$J/\psi K^{*0}(K^\pm\pi^\mp)$	$J/\psi K^{*\pm}(K_S^0\pi^\pm)$	$J/\psi K^{*\pm}(K^\pm\pi^0)$
S_{core}	1.05 ± 0.03	1.06 ± 0.02	1.11 ± 0.02
$\delta_{core,Lep}$	-0.05 ± 0.02	-0.06 ± 0.03	-0.04 ± 0.02
$\delta_{core,K}$	-0.13 ± 0.02	-0.11 ± 0.02	-0.14 ± 0.02
$\delta_{core,NT1}$	-0.04 ± 0.03	-0.07 ± 0.03	-0.05 ± 0.03
$\delta_{core,NT2}$	-0.06 ± 0.03	-0.12 ± 0.03	-0.09 ± 0.03
S_{tail}	2.1 ± 0.1	2.3 ± 0.2	2.8 ± 0.3
δ_{tail}	-0.52 ± 0.06	-0.58 ± 0.08	-0.5 ± 0.1
f_{tail}	0.24 ± 0.04	0.16 ± 0.03	0.09 ± 0.02
f_{outl}	0.0174 ± 0.002	0.018 ± 0.003	0.003 ± 0.002

TAB. 8.3 – Résultat de l'estimation des paramètres du modèle de résolution spatiale à trois gaussiennes, sur des événements MonteCarlo. m_{ES} est requis entre 5.27 et 5.291 MeV/c², et les événements doivent être étiquetés et passer les coupes de qualité de vertex (c.f. début de la section 8.2).

corrélation. On verra au chapitre 10 que l'estimation de $\sin 2\beta$ est obtenue par un estimateur global, où les paramètres de la fonction de résolution sont laissés libres. Ceci rend nécessaire l'utilisation conjointe de l'échantillon CP et B_{sav} , ainsi que l'hypothèse que leur fonction de résolution sont identiques.

Variable	tous	lepton	kaon	NT1	NT2
S_{core}	1.093 ± 0.008	1.07 ± 0.02	1.13 ± 0.01	1.04 ± 0.02	1.05 ± 0.02
$\delta_{\text{core,Lepton}}$	-0.056 ± 0.007	-0.066 ± 0.007	—	—	—
$\delta_{\text{core,Kaon}}$	-0.128 ± 0.005	—	-0.126 ± 0.006	—	—
$\delta_{\text{core,NT1}}$	-0.077 ± 0.009	—	—	-0.08 ± 0.01	—
$\delta_{\text{core,NT2}}$	-0.114 ± 0.008	—	—	—	-0.10 ± 0.01
f_{tail}	0.090 ± 0.007	0.063 ± 0.009	0.09 ± 0.01	0.11 ± 0.02	0.13 ± 0.02
S_{tail}	2.71 ± 0.09	3.2 ± 0.2	2.7 ± 0.10	2.7 ± 0.2	2.3 ± 0.1
δ_{tail}	-0.57 ± 0.04	-0.38 ± 0.09	-0.66 ± 0.06	-0.40 ± 0.09	-0.61 ± 0.08
f_{outl}	0.0037 ± 0.0006	0.002 ± 0.001	0.0034 ± 0.0008	0.005 ± 0.002	0.006 ± 0.001

TAB. 8.4 – Paramètres de la fonction de résolution (modèle à trois gaussiennes) obtenus par ajustement sur la distribution du résidu ($\Delta t_{\text{reco}} \perp \Delta t_{\text{vrai}}$) pour les événements de l'échantillon B_{sav} .

NO.	GLOBAL	3	4	5	6	7	10	11	14	15
3	0.76738	1.000	-0.121	-0.205	-0.098	-0.127	0.630	-0.434	-0.765	-0.296
4	0.17943	-0.121	1.000	0.057	0.027	0.034	-0.152	0.004	0.139	0.077
5	0.31705	-0.205	0.057	1.000	0.047	0.061	-0.254	-0.018	0.232	0.129
6	0.14997	-0.098	0.027	0.047	1.000	0.029	-0.126	0.001	0.115	0.064
7	0.19223	-0.127	0.034	0.061	0.029	1.000	-0.156	-0.007	0.144	0.079
10	0.86975	0.630	-0.152	-0.254	-0.126	-0.156	1.000	-0.450	-0.799	-0.575
11	0.59237	-0.434	0.004	-0.018	0.001	-0.007	-0.450	1.000	0.555	0.227
14	0.89080	-0.765	0.139	0.232	0.115	0.144	-0.799	0.555	1.000	0.322
15	0.62368	-0.296	0.077	0.129	0.064	0.079	-0.575	0.227	0.322	1.000

TAB. 8.5 – Coefficients de corrélation pour l'estimation des 9 paramètres de la résolution spatiale sur l'échantillon simulé de B_{sav} . Les numéros indiquent les paramètres dans le même ordre que pour le tableau 8.4 des valeurs estimées.

Fonction de résolution du bruit de fond du $J/\psi K^{*0}$

Le bruit de fond du canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$ doit avoir une fonction de résolution très similaire à celle du signal: en effet, pour l'essentiel, il provient d'une mauvaise reconstruction du π^0 , dont l'effet sur la reconstruction de Δz est négligeable. D'autre part, le J/ψ détermine presque à lui seul le vertex du B , et on a vu au chapitre 7 que le bruit de fond non J/ψ est négligeable. Pour asseoir cette hypothèse sur des bases encore plus solide, on détermine la fonction de résolution d'un échantillon d'événements générés dans le mode $J/\psi K^{*\pm}(K_S^0\pi^\pm)$, bruit de fond largement dominant, et reconstruits par erreur comme des événements de signal. Le résultat est présenté dans le tableau 8.6. Compte tenu des incer-

	Transfert $J/\psi K^*$
S_{core}	1.13 ± 0.05
$\delta_{core, Lep}$	$\pm 0.08 \pm 0.1$
$\delta_{core, K}$	$\pm 0.18 \pm 0.05$
$\delta_{core, NT1}$	$\pm 0.2 \pm 0.1$
$\delta_{core, NT2}$	$\pm 0.29 \pm 0.09$
S_{tail}	4.1 ± 0.7
δ_{tail}	$\pm 0.1 \pm 0.4$
f_{tail}	0.09 ± 0.03
f_{outl}	0.006 ± 0.007

TAB. 8.6 – Paramètres de la fonction de résolution estimés sur l'échantillon d'événements générés dans le canal $J/\psi K^{*\pm}(K_S^0\pi^\pm)$ et reconstruit dans le canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$.

titudes statistiques, l'accord est très satisfaisant.

Fonction de résolution et ajustement global

Dans les pages qui précèdent, la fonction de résolution est estimée par un ajustement sur la distribution de la variable $\Delta t(\text{mesuré}) \perp \Delta t(\text{vrai})$. Il existe une autre manière de procéder, qui consiste à ajuster la distribution Δt théorique *convoluée* par la fonction de résolution. Dans la mesure où on désire estimer les paramètres de cette dernière sur les données, seule la deuxième méthode est possible. Dans le chapitre 10, on procède à la mesure de $\sin 2\beta$ par l'intermédiaire d'un ajustement global, où les paramètres de la fonction de résolution sont également laissés libres. Leur valeur est ajustée sur l'échantillon B_{sav} et l'échantillon CP en même temps, sous l'hypothèse, vraisemblable d'après les lignes qui précèdent, que ces deux échantillons ont le même comportement suivant Δz . On bénéficie ainsi de la haute statistique de l'échantillon B_{sav} , tout en évitant d'utiliser les valeurs obtenues sur le Monte Carlo. La fonction du maximum de vraisemblance utilisée est définie plus en détail au chapitre 10, mais il est utile de vérifier dès à présent qu'un tel ajustement global permet de mesurer correctement les paramètres de la fonction de résolution. Sur les échantillons simulés B_{sav} , $J/\psi K_S^0$ et $J/\psi K^{*0}$, on fixe donc $\sin 2\beta$ à sa valeur vraie, et on ajuste ces paramètres. Les résultats sont rassemblés dans la table 8.7.

	B_{sav}	$J/\psi K_S^0$	$J/\psi K^{*0}$
S_{core}	1.15 ± 0.02	1.19 ± 0.05	1.27 ± 0.09
$\delta_{core,Lep}$	$\pm 0.08 \pm 0.02$	$\pm 0.04 \pm 0.04$	$\pm 0.13 \pm 0.08$
$\delta_{core,K}$	$\pm 0.19 \pm 0.01$	$\pm 0.19 \pm 0.02$	$\pm 0.21 \pm 0.05$
$\delta_{core,NT1}$	$\pm 0.11 \pm 0.02$	$\pm 0.08 \pm 0.04$	$\pm 0.2 \pm 0.1$
$\delta_{core,NT2}$	$\pm 0.18 \pm 0.02$	$\pm 0.17 \pm 0.03$	$\pm 0.2 \pm 0.08$
S_{tail}	4.2 ± 0.2	3.9 ± 0.5	4.6 ± 1.3
δ_{tail}	$\pm 0.9 \pm 0.1$	$\pm 1.0 \pm 0.3$	$\pm 0.8 \pm 0.7$
f_{tail}	0.066 ± 0.005	0.07 ± 0.02	0.05 ± 0.03
f_{outl}	0.016 ± 0.005	0.003 ± 0.001	0.004 ± 0.003

TAB. 8.7 – Paramètres de la fonction de résolution estimés sur l'échantillon d'événements générés dans le canal $J/\psi K^{*\pm}(K_S^0\pi^\pm)$ et reconstruit dans le canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$.

Ce tableau est à comparer à celui de la table 8.4. Le comportement global est raisonnablement similaire, sauf en ce qui concerne la gaussienne large (*tail*). Plus précisément, le désaccord semble être liée à la très forte anticorrélation de f_{tail} et S_{tail} , qui vaut ± 0.8 d'après le tableau 8.5. Compte tenu des deux méthodes d'ajustement très nettement différentes (l'ajustement global tient compte du bruit de fond combinatoire, etc...), ce changement de comportement n'est pas très inquiétant. En tout état de cause, un biais potentiel de la mesure des paramètres de résolution n'a d'importance que si il affecte la mesure de $\sin 2\beta$. On verra au chapitre 10 que l'étude sur des événements simulés conclut par la négative, dans la limite de la statistique disponible.

En conclusion, ce chapitre a détaillé la procédure de mesure de Δt , étape nécessaire à l'analyse de la violation de CP dans les canaux *charmonium* $K^{0(*)}$. On a montré que l'incertitude sur cette mesure est largement indépendante du canal reconstruit. Non seulement cela nous permet de ne considérer qu'une seule fonction de résolution pour les différents échantillons CP, mais surtout celle-ci est également pertinente pour l'échantillon B_{sav} , dont la taille permet de mesurer les paramètres de la fonction de résolution sur les données, et d'éviter ainsi de s'en remettre à la qualité de la simulation.

Le chapitre suivant étudie la procédure d'étiquetage de l'événement, tout autant nécessaire à la mesure de $\sin 2\beta$, et on verra qu'une stratégie similaire est mise en oeuvre.

Chapitre 9

Etiquetage

On a vu à la section 4.1.3 que la mesure du paramètre $\sin 2\beta$ nécessite d'identifier la saveur du B_{tag} , au moment de sa désintégration. En effet, en reprenant les équations (4.12)-(4.13), la distribution temporelle de l'événement sélectionné et étiqueté s'écrit :

$$f(\Delta t, s_{tag}) = \frac{1}{4} e^{-\Gamma|\Delta t|} (1 + s_{tag} A_{CP} \sin \Delta m \Delta t), \quad (9.1)$$

où s_{tag} vaut $+1$ ou -1 suivant que le B étiqueté est un B^0 ou un \bar{B}^0 , et $A_{CP} = \Im m \lambda_f = \sin 2\beta$.¹ En l'absence de tout étiquetage, la moyenne sur s_{tag} introduit une forte dilution, et même une disparition, dans la limite d'un nombre égal de B^0 et de \bar{B}^0 étiquetés, du terme d'asymétrie $A_{CP} \sin \Delta m \Delta t$.

En pratique, il existe deux types d'algorithmes d'étiquetage. Un algorithme “décisionnel” affecte à chaque événement un résultat, “ $s_{tag} = +1$ ” ou “ $s_{tag} = -1$ ”, et suppose un taux d'erreur moyen w . Au contraire, un algorithme “probabiliste” associe à chaque événement les probabilités $p(B^0)$ et $p(\bar{B}^0)$ que le B_{tag} soit un B^0 ou un \bar{B}^0 . Il faut alors remplacer $s_{tag} = \pm 1$ par $s_{tag} = p(B^0) - p(\bar{B}^0)$, et la probabilité d'erreur sur l'étiquetage est donc calculée événement par événement. L'algorithme utilisé par BABAR pour l'analyse des données de la campagne 1999-2000 est “décisionnel”, mais utilise en partie la réponse d'un algorithme de type “probabiliste”.

Un tel choix est justifié ci-dessous. Après une discussion des processus physiques susceptibles d'étiqueter un événement, on présente l'algorithme d'étiquetage utilisé pour la mesure de $\sin 2\beta$. On en donne ensuite les performances sur des événements simulés, ce qui nous permet d'évaluer l'impact de l'étiquetage sur la mesure de $\sin 2\beta$. On justifie alors la nécessité d'obtenir ces performances directement sur les données, et la méthode utilisée à cet effet est présentée. Les résultats obtenus concluent ce chapitre.

1. Suite à la discussion du chapitre précédent, et sauf mention du contraire, Δt est supposé calculé dans le référentiel du laboratoire, grâce à la formule (8.7).

9.1 Algorithme d'étiquetage

9.1.1 Processus physiques et saveur du B

Notons d'emblée que l'évaluation de la saveur du B_{tag} ne peut passer par une reconstruction exclusive de certains modes spécifiques de saveur, tels que $B^0 \rightarrow K^+ \pi^-$. L'efficacité serait beaucoup trop faible. Il est donc nécessaire d'utiliser l'ensemble des produits de désintégration n'ayant pas servi à la reconstruction exclusive de l'autre B , afin d'en extraire des variables discriminantes, c'est-à-dire susceptibles de signer la saveur du B_{tag} .

Etiquetage grâce à des leptons de haute énergie

La charge d'un lepton de haute énergie est l'exemple le plus simple de variable discriminante: dans une désintégration semileptonique, cette charge est entièrement définie par la saveur du B initial, comme en témoigne la figure 9.1. Un lepton de charge “ \perp ” provient

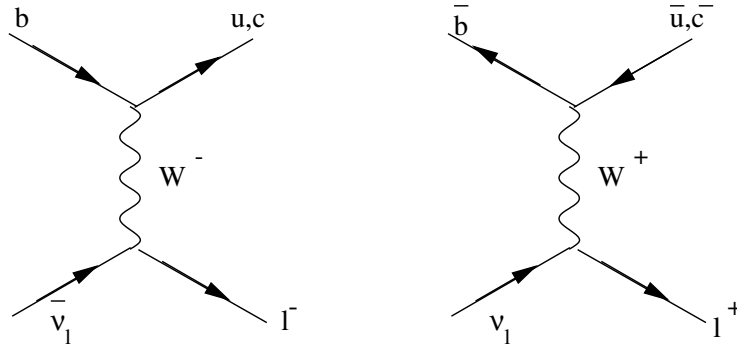


FIG. 9.1 – Corrélation entre la charge d'un lepton primaire et la saveur du B .

de la désintégration d'un quark b , donc signe un \bar{B}^0 initial. Inversement, un lepton de charge “ $+$ ” signe un B^0 initial. On appelle lepton “primaire” un tel lepton, provenant de la désintégration semileptonique du B .

Le pouvoir de séparation de ce type d'étiquetage est limité par la présence de leptons secondaires, c'est-à-dire qui proviennent d'une désintégration en cascade, comme sur la figure 9.2. Le lepton secondaire a une charge opposée à celle du lepton primaire, et assigne donc la mauvaise saveur au B . Pour éviter une telle situation, on peut conserver uniquement le lepton de plus grande impulsion, et exiger que celle-ci, mesurée dans le référentiel du centre de masse, dépasse une valeur seuil.

Etiquetage grâce à des kaons

Des kaons peuvent également étiqueter un méson B , dans la mesure où la saveur du quark s peut être reliée à celle du quark b initial. Cependant, comme en témoigne la figure 9.3, jusqu'à trois mésons étranges peuvent être produits, rendant incertain un tel lien. De plus, la production de kaons neutres, dont la saveur du quark s n'est plus accessible,

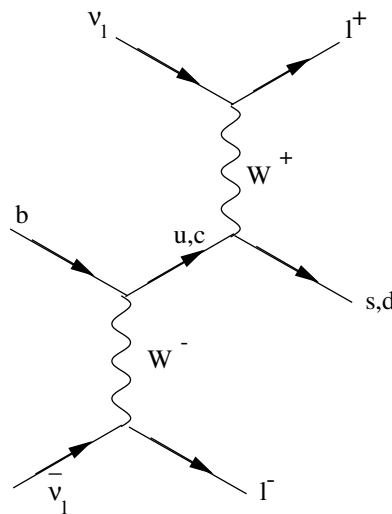


FIG. 9.2 – Désintégration en cascade donnant un lepton secondaire.

complicque le problème. Des études Monte Carlo montrent que la variable la plus robuste pour traiter l'étiquetage par les kaons chargés est la somme de la charge de ces derniers.

Corrélation lepton-kaon

Les deux catégories d'étiquetage précédentes peuvent se renforcer mutuellement: dans la désintégration semi-leptonique $B^0 \rightarrow D^{(*)}\ell\nu_\ell$, avec production subséquente d'un kaon chargé lors de la désintégration du méson charmé, les charges respectives du lepton et de ce kaon sont fortement corrélées. De nouveau, il est nécessaire d'utiliser la somme des charges des kaons identifiés pour tenir compte de la multi-production de quarks s .

Etiquetage grâce à des pions mous

Une autre source d'information sur la saveur du B réside dans le pion provenant de la désintégration d'un $D^{*\pm}$ en $D^0\pi^\pm$. La charge de ce pion est toujours l'inverse de celle du quark b initial. Cette méthode d'étiquetage est limitée, du fait de la faible impulsion du pion: le D^* et le D^0 ont en effet une différence de masse de l'ordre $137 \text{ MeV}/c^2$, donc à peine supérieure à la masse d'un pion chargé au repos. Une coupe sur l'angle entre le pion mou et l'axe de poussée de l'évènement² permet de diminuer le bruit de fond, important à faible impulsion.

9.1.2 Algorithme utilisé pour la mesure de $\sin 2\beta$

La mesure de $\sin 2\beta$ utilise l'étiquetage obtenu par deux algorithmes différents: N.O.T. (*Non Optimal Tagging*) est un algorithme "décisionnel" simple et robuste, qui tente d'associer chaque événement à un des processus discutés à la section précédente, pour en

2. c'est-à-dire l'axe correspondant à la moyenne des impulsions des traces chargées de l'évènement.

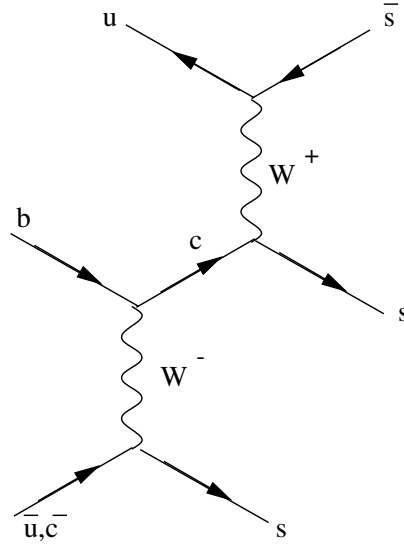


FIG. 9.3 – Illustration de l’étiquetage par la somme des charges des kaons, pour le cas extrême de la production de trois quarks s .

déduire la valeur de s_{tag} . Au contraire, NetTagger est un algorithme “probabiliste”, fondé sur des réseaux de neurones, potentiellement plus puissant que N.O.T., mais également moins transparent.

Une présentation plus détaillée des deux algorithmes, ainsi que de leur utilisation est donnée ci-dessous, après quoi on justifie l’utilisation conjointe de ces deux algorithmes.

Sélection préliminaires des traces

L’algorithme n’utilise que les traces chargées n’ayant pas servi à la reconstruction exclusive de l’autre B . De plus elles doivent vérifier les coupes rassemblées dans le tableau 9.1: D’autre part, NetTagger utilise des objets reconstruits dans le calorimètre pour calculer

Coupes	N.O.T.	NetTagger
z_{POCA}	$< 4 \text{ cm}$	$< 10 \text{ cm}$
$\sqrt{x_{POCA}^2 + y_{POCA}^2}$	$< 0.4 \text{ cm}$	$< 1.5 \text{ cm}$

TAB. 9.1 – Coupes sur la position des traces par rapport au vertex primaire. $POCA$ est le point de la trace le plus proche de l’axe du faisceau.

des variables cinématiques globales. Il requiert alors que ces objets ne soient pas associés à une trace chargée, et que leur énergie dépasse 50 MeV.

Description de N.O.T

N.O.T est un algorithme décisionnel, qui utilise prioritairement des leptons ou kaons clairement identifiés pour étiqueter un événement. Afin d'enrichir l'échantillon en leptons primaires, une coupe sur l'impulsion dans le centre de masse est appliquée: $p^* > 1.0 \text{ GeV}/c$ pour les électrons et $p^* > 1.1 \text{ GeV}/c$ pour les muons. La trace de plus grand p^* est seule conservée pour l'étiquetage, sauf dans le cas des kaons dont on a vu qu'on somme les charges. Suivant le type de particules identifiées, N.O.T. assigne alors l'événement à une des catégories suivantes, dans l'ordre décroissant de priorité³:

- catégorie **ElKaon**: Si un électron et un ou plusieurs kaon sont identifiés, et si le signe du lepton est égal à celui du kaon, ou à la somme des charges des kaons, alors N.O.T retourne ce signe comme valeur de s_{tag} .
- catégorie **MuKaon**: l'algorithme procède de même que pour **ElKaon**, avec un muon à la place de l'électron.
- catégorie **Electron**: En l'absence de kaons, si un électron est identifié, N.O.T. prend sa charge comme valeur de s_{tag} .
- catégorie **Muon**: l'algorithme procède de même que pour **Electron**, avec un muon à la place de l'électron.
- catégorie **Kaon**: En l'absence de leptons, si un ou plusieurs kaons sont identifiés, N.O.T prend sa charge ou le signe de la somme de leur charge comme valeur de s_{tag} .

Description de NetTagger

NetTagger est un algorithme “probabiliste” qui utilise des réseaux de neurones pour calculer $p(B^0)$ et $p(\bar{B}^0)$. Contrairement à N.O.T., il utilise les candidats neutres pour calculer des variables cinématiques de l'événement, et conserve de plus l'information sur les différentes probabilités que chaque trace soit un électron, muon ou kaon, plutôt que d'assigner à celle-ci une identité fixe.

Trois réseaux associent à chaque trace une valeur de sortie d'autant plus grande que la trace est compatible avec une hypothèse donnée:

- **L-net** évalue à quel point une trace est compatible avec l'hypothèse qu'elle soit un lepton primaire. NetTagger utilise la valeur de sortie maximale de **L-net** pour calculer la variable Q_{maxL} , produit de cette dernière et de la charge de la trace correspondante.
- **K-net** détermine si une trace donnée est compatible avec le fait que c'est un kaon. NetTagger utilise les deux premières valeurs de sortie maximales de **K-net** et les multiplie par la charge des traces correspondantes, pour obtenir les variables Q_{maxK} et Q_{maxK2} .
- **SoftPion-net** sélectionne les pions mous. A nouveau, NetTagger ne conserve que la sortie maximale, multipliée par la charge de la trace correspondante, appelée Q_{maxPi} .

3. Cet ordre de priorité découle directement des performances de chacune de ces catégories, discutées dans les sections 9.2 et 9.3.

Les valeurs de $Q_{\max L}$, $Q_{\max K}$, $Q_{\max K2}$ et $Q_{\max Pi}$ sont alors utilisées, avec d'autres variables discriminantes, dans un quatrième réseau qui en dérive $p(B^0)$. Bien que les trois premiers réseaux soient spécialisés dans le calcul de variables discriminantes qui, dans le cas de N.O.T, définissent des catégories d'étiquetage, à aucun moment NetTagger ne fait donc appel à la notion de catégorie, et l'ensemble de ces variables discriminantes est utilisé en même temps dans l'évaluation de $p(B^0)$.

La décision d'utiliser conjointement ces deux algorithmes procède des remarques suivantes:

- Pour les événements étiquetés par N.O.T. grâce à la présence d'un lepton, peu d'information supplémentaire utile est disponible pour un algorithme probabiliste tel que NetTagger. Les performances de ce dernier sur ces événements ne sont donc pas sensiblement meilleures.
- Dans de tels cas, la découpe en catégories spécifiques rend l'étude des systématiques ou la validation de l'algorithme beaucoup plus simple.
- A l'inverse, les événements que N.O.T. n'a pas réussi à étiqueter grâce à la présence de leptons sont généralement difficiles à définir au moyen de catégories. Dans ce cas, NetTagger se révèle plus performant, car il agrège un plus grand nombre de variables, de façon optimale. En particulier, il utilise les probabilités d'identification relatives de chaque trace, au lieu de leur assigner une identité fixe.

Algorithme final

Afin d'homogénéiser l'algorithme d'étiquetage final, et de simplifier l'étude de ses performances sur les données (*c.f.* section 9.3), il a été décidé de créer deux catégories *ad hoc* pour NetTagger, appelées NT1 et NT2: Un événement étiqueté par NetTagger entre dans la catégorie NT1 si $p(B^0) > 0.75$ ou $p(B^0) < 0.25$. Dans le premier cas, s_{tag} est pris égal à $+1$, et dans le deuxième cas à $\perp 1$. De même on définit NT2 par les coupes $0.6 < p(B^0) < 0.75$ ou $0.25 < p(B^0) < 0.4$.

En résumé, l'algorithme final assigne à s_{tag} , pour chaque événement étiqueté, la valeur $+1$ ou $\perp 1$ suivant que le B_{tag} est étiqueté comme un B^0 ou un \bar{B}^0 . Pour ce faire, il détermine si celui-ci appartient à l'une des catégories suivantes, dans l'ordre décroissant de priorité:

1. **ElKaon:** Si la charge de l'électron est de même signe que la charge nette des kaons, s_{tag} prend cette charge comme valeur. Sinon, l'événement est laissé à NetTagger.
2. **MuKaon:** La procédure précédente est appliquée à l'identique.
3. **Electron:** Dans ce cas, s_{tag} prend comme valeur la charge de l'électron sélectionné.
4. **Muon:** La procédure précédente est appliquée pour le muon sélectionné.
5. **Kaon:** Le signe de la charge nette de kaon est assigné à s_{tag} .
6. **NT1:** L'assignation de s_{tag} est définie ci-dessus.
7. **NT2:** *idem*.

Si l'événement ne satisfait aucune catégorie, il n'est pas étiqueté et $s_{tag} = 0$.

Ainsi, 45% des événements étiquetés le sont par N.O.T., et, parmi les événements restants, étiquetés par NetTagger, 50% environ contiennent un pion mou, 25% ont une trace dure, et le reste correspond à des cas de leptons provenant de mésons charmés, ou d'autres kaons. La section suivante décrit les performances de cet algorithme sur des événements simulés.

9.2 Caractérisation des performances

Avant de présenter les performances de l'algorithme précédent, il est nécessaire de formaliser l'impact de l'étiquetage sur la mesure de $\sin 2\beta$.

9.2.1 Formalisme général

La détermination précise des performances de l'algorithme d'étiquetage est cruciale pour la mesure de $\sin 2\beta$. En effet, si l'algorithme se trompe avec une fréquence w , appelée fraction d'erreur sur l'étiquetage, l'équation (9.1) devient:

$$f(\Delta t, s_{tag}) = \frac{?}{4} e^{\pm \Gamma |\Delta t|} (1 + s_{tag} (1 \pm 2w) A_{CP} \sin \Delta m \Delta t). \quad (9.2)$$

On appelle $w_{B^0}(w_{\bar{B}^0})$ la probabilité qu'un B_{tag} de type $B^0(\bar{B}^0)$ soit étiqueté de façon erronée, c'est-à-dire comme étant de type $\bar{B}^0(B^0)$. On définit également:

$$\begin{aligned} D_{B^0} &= 1 \pm 2w_{B^0} \\ D_{\bar{B}^0} &= 1 \pm 2w_{\bar{B}^0} \\ w &= \frac{w_{B^0} + w_{\bar{B}^0}}{2} \\ \delta w &= w_{B^0} \pm w_{\bar{B}^0} \\ D &= \frac{D_{B^0} + D_{\bar{B}^0}}{2} = 1 \pm 2w \\ \delta D &= D_{B^0} \pm D_{\bar{B}^0} = \pm \delta w \end{aligned} \quad (9.3)$$

$$(9.4)$$

La distribution temporelle (9.2) s'écrit alors:

$$\begin{aligned} f(\Delta t, s_{tag} = +1) &= (1 \pm w_{B^0}) \frac{?}{2} e^{\pm \Gamma |\Delta t|} (1 + A_{CP} \sin \Delta m \Delta t) \\ &\quad + w_{\bar{B}^0} \frac{?}{2} e^{\pm \Gamma |\Delta t|} (1 \pm A_{CP} \sin \Delta m \Delta t) \\ &= \frac{?}{2} e^{\pm \Gamma |\Delta t|} \left(1 + \frac{\delta D}{2} + D A_{CP} \sin \Delta m \Delta t \right) \\ f(\Delta t, s_{tag} = \pm 1) &= (1 \pm w_{\bar{B}^0}) \frac{?}{2} e^{\pm \Gamma |\Delta t|} (1 \pm A_{CP} \sin \Delta m \Delta t) \\ &\quad + w_{B^0} \frac{?}{2} e^{\pm \Gamma |\Delta t|} (1 + A_{CP} \sin \Delta m \Delta t) \end{aligned} \quad (9.5)$$

$$= \frac{?}{2} e^{\pm \Gamma |\Delta t|} \left(1 \pm \frac{\delta D}{2} \pm D A_{CP} \sin \Delta m \Delta t \right) \quad (9.6)$$

D étant un facteur multiplicatif de $\sin 2\beta$, l'incertitude sur ce dernier se comporte suivant :

$$\sigma(\sin 2\beta) \propto \frac{1}{\sqrt{N_{CP} D}} \quad (9.7)$$

$$\propto \frac{1}{\sqrt{N_{sel}} \sqrt{\epsilon_{tag} D^2}}, \quad (9.8)$$

où N_{CP} est le nombre d'événements utilisés dans l'estimation de $\sin 2\beta$, N_{sel} le nombre d'événements sélectionnés, et ϵ_{tag} l'efficacité d'étiquetage. La figure de mérite pour l'estimation des performances d'étiquetage, du moins dans le cadre d'une estimation de $\sin 2\beta$, est donc la variable Q , qu'on appelle "performance", définie par :

$$Q = \epsilon_{tag} D^2. \quad (9.9)$$

On montre que, dans le cas de plusieurs catégories d'étiquetage, cette équation se généralise à :

$$Q = \sum_i \epsilon_{tag}^i D_i^2. \quad (9.10)$$

Nous allons maintenant déterminer la valeur de Q , ainsi que celle de chaque paramètre de dilution.

9.2.2 Résultats sur le MonteCarlo

Les performances de l'algorithme d'étiquetage décrit plus haut sont présentées dans la table 9.2. On peut noter que ces performances ne dépendent pas du canal *charmonium* reconstruit. De plus, les performances de l'algorithme d'étiquetage sont les suivantes : environ 70% des événements sont étiquetés, le facteur de qualité Q vaut à peu près 30%.

En ce qui concernent les canaux chargés, on s'attend à une amélioration des performances d'étiquetage, du fait d'un taux de production plus favorable de kaons de même signe que le B . La table 9.3 s'accorde à cette remarque.

Enfin, le tableau 9.4 rassemble les résultats de l'échantillon B_{sav} . On note un excellent accord avec les résultats obtenus sur les échantillons CP. En d'autres termes, ceux-ci ne dépendent que peu du canal reconstruit. Ce résultat est raisonnable car l'étiquetage du B_{tag} ne dépend *a priori* en rien du canal de désintégration du B_{excl} . Seule l'utilisation erronée d'une trace provenant du B_{tag} lors de la reconstruction exclusive peut influencer la détermination subséquente de la saveur du B_{tag} , et il faut pour cela que cette trace soit "critique", c'est-à-dire un lepton ou un kaon. En particulier, la reconstruction erronée d'un π^0 , situation dominante pour le bruit de fond du canal $J/\psi K^{*0}$, ne doit avoir aucun effet sur l'étiquetage.

En conséquence, l'échantillon B_{sav} peut être utilisé pour estimer les paramètres de dilution des canaux CP. L'intérêt, à l'instar de la fonction de résolution, est de bénéficier d'une

Category	$\epsilon_{tag}(\%)$	$\Delta\epsilon_{tag}(\%)$	$w_{tag}(\%)$	$\Delta w_{tag}(\%)$	$Q(\%)$	$\Delta Q(\%)$
ElKaon	2.2 ± 0.1	$\pm 0.1 \pm 0.2$	0.3 ± 0.2	0.0 ± 0.4	2.2 ± 0.1	$\pm 0.1 \pm 0.2$
MuKaon	1.7 ± 0.1	0.1 ± 0.1	0.5 ± 0.3	0.3 ± 0.6	1.6 ± 0.1	0.0 ± 0.1
Electron	4.5 ± 0.1	$\pm 0.4 \pm 0.2$	8.7 ± 0.7	$\pm 2.6 \pm 1.4$	3.1 ± 0.1	0.1 ± 0.3
Muon	4.0 ± 0.1	0.2 ± 0.2	10.9 ± 0.9	$\pm 3.5 \pm 1.7$	2.4 ± 0.1	0.5 ± 0.3
Kaon	35.5 ± 0.3	0.2 ± 0.5	14.9 ± 0.3	$\pm 1.9 \pm 0.7$	17.5 ± 0.4	2.0 ± 0.7
NT1	8.3 ± 0.2	$\pm 0.3 \pm 0.3$	17.3 ± 0.7	0.1 ± 1.4	3.5 ± 0.2	$\pm 0.2 \pm 0.3$
NT2	15.0 ± 0.2	0.5 ± 0.4	35.9 ± 0.7	$\pm 3.9 \pm 1.4$	1.2 ± 0.1	0.7 ± 0.2
Total	71.2 ± 0.5	0.1 ± 0.9			31.5 ± 0.5	3.1 ± 0.9
Category	$\epsilon_{tag}(\%)$	$\Delta\epsilon_{tag}(\%)$	$w_{tag}(\%)$	$\Delta w_{tag}(\%)$	$Q(\%)$	$\Delta Q(\%)$
ElKaon	1.9 ± 0.2	$\pm 0.3 \pm 0.3$	0.6 ± 0.6	$\pm 1.1 \pm 1.1$	1.9 ± 0.2	$\pm 0.2 \pm 0.3$
MuKaon	1.7 ± 0.1	$\pm 0.1 \pm 0.3$	0.7 ± 0.7	$\pm 1.4 \pm 1.4$	1.6 ± 0.1	$\pm 0.0 \pm 0.3$
Electron	4.4 ± 0.2	$\pm 0.7 \pm 0.5$	8.8 ± 1.5	$\pm 0.7 \pm 3.0$	3.0 ± 0.3	$\pm 0.4 \pm 0.5$
Muon	4.2 ± 0.2	0.2 ± 0.4	11.6 ± 1.7	1.9 ± 3.5	2.5 ± 0.3	$\pm 0.1 \pm 0.5$
Kaon	36.2 ± 0.5	2.3 ± 1.1	16.6 ± 0.7	$\pm 0.8 \pm 1.4$	16.1 ± 0.7	1.8 ± 1.4
NT1	8.2 ± 0.3	$\pm 0.2 \pm 0.6$	18.6 ± 1.5	0.1 ± 3.0	3.2 ± 0.3	$\pm 0.1 \pm 0.7$
NT2	14.6 ± 0.4	$\pm 0.1 \pm 0.8$	35.7 ± 1.4	$\pm 2.6 \pm 2.8$	1.2 ± 0.2	0.4 ± 0.5
Total	71.1 ± 0.9	1.0 ± 1.9			29.5 ± 0.9	1.3 ± 1.8
Category	$\epsilon_{tag}(\%)$	$\Delta\epsilon_{tag}(\%)$	$w_{tag}(\%)$	$\Delta w_{tag}(\%)$	$Q(\%)$	$\Delta Q(\%)$
ElKaon	2.2 ± 0.2	$\pm 0.3 \pm 0.3$	1.2 ± 0.8	0.2 ± 1.7	2.1 ± 0.2	$\pm 0.3 \pm 0.4$
MuKaon	1.6 ± 0.1	0.3 ± 0.3	0.8 ± 0.8	1.5 ± 1.5	1.5 ± 0.1	0.2 ± 0.3
Electron	4.8 ± 0.2	$\pm 0.2 \pm 0.5$	9.2 ± 1.5	$\pm 4.6 \pm 3.0$	3.2 ± 0.3	0.6 ± 0.6
Muon	4.0 ± 0.2	0.2 ± 0.5	10.0 ± 1.7	8.8 ± 3.4	2.6 ± 0.3	$\pm 1.0 \pm 0.5$
Kaon	36.1 ± 0.6	0.8 ± 1.1	15.4 ± 0.7	$\pm 1.0 \pm 1.4$	17.2 ± 0.7	1.4 ± 1.5
NT1	8.0 ± 0.3	$\pm 1.5 \pm 0.6$	18.0 ± 1.6	$\pm 2.4 \pm 3.1$	3.3 ± 0.3	$\pm 0.1 \pm 0.7$
NT2	14.6 ± 0.4	$\pm 0.1 \pm 0.8$	33.6 ± 1.4	$\pm 4.1 \pm 2.9$	1.6 ± 0.3	0.8 ± 0.6
Total	71.2 ± 1.0	$\pm 0.6 \pm 1.9$			31.4 ± 1.0	1.7 ± 1.9
Category	$\epsilon_{tag}(\%)$	$\Delta\epsilon_{tag}(\%)$	$w_{tag}(\%)$	$\Delta w_{tag}(\%)$	$Q(\%)$	$\Delta Q(\%)$
ElKaon	2.3 ± 0.2	0.4 ± 0.4	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	2.3 ± 0.2	0.4 ± 0.4
MuKaon	1.7 ± 0.2	0.3 ± 0.4	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	1.7 ± 0.2	0.3 ± 0.4
Electron	4.5 ± 0.3	1.0 ± 0.6	9.6 ± 2.0	4.2 ± 3.9	2.9 ± 0.3	0.1 ± 0.7
Muon	4.0 ± 0.3	0.1 ± 0.6	11.9 ± 2.3	0.7 ± 4.7	2.3 ± 0.3	$\pm 0.0 \pm 0.6$
Kaon	35.8 ± 0.7	$\pm 0.9 \pm 1.4$	16.1 ± 0.9	$\pm 1.4 \pm 1.8$	16.5 ± 0.9	0.9 ± 1.8
NT1	8.0 ± 0.4	$\pm 0.5 \pm 0.8$	21.0 ± 2.1	$\pm 0.9 \pm 4.1$	2.7 ± 0.4	$\pm 0.0 \pm 0.8$
NT2	14.5 ± 0.5	$\pm 0.5 \pm 1.0$	34.1 ± 1.8	$\pm 8.9 \pm 3.6$	1.5 ± 0.3	1.6 ± 0.7
Total	70.7 ± 1.2	$\pm 0.1 \pm 2.4$			29.8 ± 1.2	3.3 ± 2.4

TAB. 9.2 – Performances de l'étiquetage sur les événements simulés (de haut en bas): $J/\psi K_S^0$, $J/\psi K_S^0(\pi^0\pi^0)$, $\psi(2S)K_S^0$, $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$.

Category	$\epsilon_{tag}(\%)$	$\Delta\epsilon_{tag}(\%)$	$w_{tag}(\%)$	$\Delta w_{tag}(\%)$	$Q(\%)$	$\Delta Q(\%)$
ElKaon	2.3 ± 0.1	0.1 ± 0.2	0.2 ± 0.2	$\pm 0.5 \pm 0.5$	2.3 ± 0.1	0.1 ± 0.2
MuKaon	2.1 ± 0.1	$\pm 0.0 \pm 0.2$	0.2 ± 0.2	$\pm 0.5 \pm 0.5$	2.1 ± 0.1	0.0 ± 0.2
Electron	3.9 ± 0.1	0.4 ± 0.3	7.0 ± 0.9	$\pm 1.3 \pm 1.9$	2.9 ± 0.2	0.5 ± 0.3
Muon	3.7 ± 0.1	$\pm 0.1 \pm 0.3$	6.4 ± 0.9	0.8 ± 1.8	2.8 ± 0.2	$\pm 0.2 \pm 0.3$
Kaon	38.8 ± 0.4	0.4 ± 0.7	10.6 ± 0.4	$\pm 0.9 \pm 0.7$	24.0 ± 0.5	1.4 ± 1.0
NT1	7.1 ± 0.2	$\pm 1.0 \pm 0.4$	17.2 ± 1.0	$\pm 1.3 \pm 2.0$	3.0 ± 0.2	$\pm 0.2 \pm 0.4$
NT2	13.3 ± 0.2	$\pm 1.6 \pm 0.5$	35.2 ± 0.9	3.2 ± 1.9	1.2 ± 0.2	$\pm 0.6 \pm 0.3$
Total	71.1 ± 0.6	$\pm 1.8 \pm 1.2$			38.3 ± 0.6	1.0 ± 1.2
Category	$\epsilon_{tag}(\%)$	$\Delta\epsilon_{tag}(\%)$	$w_{tag}(\%)$	$\Delta w_{tag}(\%)$	$Q(\%)$	$\Delta Q(\%)$
ElKaon	2.5 ± 0.2	0.1 ± 0.4	0.7 ± 0.7	1.4 ± 1.4	2.4 ± 0.2	$\pm 0.0 \pm 0.4$
MuKaon	1.7 ± 0.2	$\pm 0.4 \pm 0.3$	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	1.7 ± 0.2	$\pm 0.4 \pm 0.3$
Electron	4.3 ± 0.3	$\pm 0.4 \pm 0.5$	5.8 ± 1.5	0.6 ± 3.0	3.4 ± 0.3	$\pm 0.4 \pm 0.6$
Muon	3.7 ± 0.3	0.2 ± 0.5	6.2 ± 1.7	$\pm 5.1 \pm 3.4$	2.8 ± 0.3	0.8 ± 0.6
Kaon	38.2 ± 0.6	$\pm 1.7 \pm 1.3$	11.5 ± 0.7	2.6 ± 1.4	22.7 ± 0.9	$\pm 4.1 \pm 1.8$
NT1	7.6 ± 0.4	0.6 ± 0.7	17.6 ± 1.8	$\pm 0.3 \pm 3.7$	3.2 ± 0.4	0.3 ± 0.8
NT2	12.6 ± 0.4	0.6 ± 0.9	34.8 ± 1.8	4.2 ± 3.6	1.2 ± 0.3	$\pm 0.6 \pm 0.6$
Total	70.6 ± 1.1	$\pm 1.0 \pm 2.2$			37.4 ± 1.1	$\pm 4.4 \pm 2.3$

TAB. 9.3 – Performances de l'étiquetage sur les événements simulés (de haut en bas): $J/\psi K^\pm$, $\psi(2S)K^\pm$.

Category	$\epsilon_{tag}(\%)$	$\Delta\epsilon_{tag}(\%)$	$w_{tag}(\%)$	$\Delta w_{tag}(\%)$	$Q(\%)$	$\Delta Q(\%)$
ElKaon	2.1 ± 0.1	0.0 ± 0.1	0.7 ± 0.2	0.1 ± 0.5	2.0 ± 0.1	0.0 ± 0.1
MuKaon	1.6 ± 0.0	$\pm 0.2 \pm 0.1$	1.0 ± 0.3	$\pm 1.0 \pm 0.5$	1.6 ± 0.1	$\pm 0.1 \pm 0.1$
Electron	4.4 ± 0.1	$\pm 0.2 \pm 0.2$	9.4 ± 0.5	$\pm 1.0 \pm 1.1$	2.9 ± 0.1	0.0 ± 0.2
Muon	4.0 ± 0.1	0.1 ± 0.2	10.3 ± 0.6	$\pm 1.5 \pm 1.2$	2.5 ± 0.1	0.3 ± 0.2
Kaon	35.6 ± 0.2	0.8 ± 0.4	15.8 ± 0.2	$\pm 0.8 \pm 0.5$	16.7 ± 0.3	1.1 ± 0.5
NT1	8.3 ± 0.1	$\pm 0.5 \pm 0.2$	19.0 ± 0.5	2.3 ± 1.1	3.2 ± 0.1	$\pm 0.7 \pm 0.2$
NT2	14.8 ± 0.1	0.2 ± 0.3	35.6 ± 0.5	$\pm 2.0 \pm 1.0$	1.2 ± 0.1	0.4 ± 0.2
Total	70.7 ± 0.3	0.3 ± 0.7			30.1 ± 0.3	1.1 ± 0.7

TAB. 9.4 – Performances de l'étiquetage sur l'échantillon B_{sav} .

statistique suffisante pour mesurer ces paramètres sur les données. La méthode utilisée à cet effet, appelée “TagmMix”, est décrite à la section suivante. Dans le cas de l’étiquetage, il est souhaitable d’estimer dans chaque catégorie les paramètres D et δD directement à partir des données, de façon à s’affranchir des limitations possibles du Monte Carlo. Une modélisation raisonnable des performances d’étiquetage dans le cadre d’une simulation Monte Carlo requiert en effet une reproduction correcte des rapports de branchement des différents canaux de désintégration des mésons B . Il faut avoir, par exemple, une bonne estimation du taux de production inclusive de leptons ou de kaons. Or, de nombreux canaux souffrent d’un rapport de branchement mal connu. En conséquence, une méthode d’évaluation des performances de chaque algorithme *sur les données* est nécessaire. Nous allons voir à présent que ce problème peut être résolu grâce à l’utilisation de désintégrations spécifiques de saveur.

9.3 Détermination des performances d’étiquetage sur les données

La méthode “TagmMix” consiste à mesurer les paramètres D et δD directement sur les données, en utilisant des événements où un B^0 est reconstruit dans un mode spécifique de saveur.

9.3.1 Evolution temporelle des états spécifiques de saveur

Un état spécifique (ou propre) de saveur est un état qui permet d’identifier la saveur du méson B neutre initial. Par exemple, l’état final $J/\psi K^{*0}(K^\perp \pi^+)$ implique que le B initial était un \bar{B}^0 , car le quark b donne naissance à un quark s , suivant le diagramme de la figure 3.1, et de même le quark \bar{b} donne naissance à un quark \bar{s} . La désintégration forte du K^{*0} conservant l’“étrangeté”, la charge négative du K^\perp signe la présence d’un s dans le K^{*0} , donc la présence initiale d’un b et non d’un \bar{b} . Plus formellement, on définit donc les états spécifiques de saveur $f^{sav}(B^0)$ et $f^{sav}(\bar{B}^0)$ par les équations:

$$\langle f^{sav}(B^0) | \bar{B}^0 \rangle = 0 \quad (9.11)$$

$$\langle f^{sav}(\bar{B}^0) | B^0 \rangle = 0 \quad (9.12)$$

Pour obtenir les amplitudes de désintégration d’un méson B neutre dans un tel état propre de saveur, il suffit alors de reprendre les équations (1.38)-(1.39), qui donnent l’état d’un méson B neutre à l’instant propre t , si celui-ci était respectivement un B^0 ou un \bar{B}^0 à l’origine des temps $t = 0$. Ces amplitudes, qui dépendent du temps, s’écrivent alors:

$$\langle f^{sav}(B^0) | B^0(t) \rangle = g_+(t) \langle f^{sav}(B^0) | B^0 \rangle \quad (9.13)$$

$$\langle f^{sav}(\bar{B}^0) | B^0(t) \rangle = \left(\frac{q}{p} \right) g_\perp(t) \langle f^{sav}(\bar{B}^0) | \bar{B}^0 \rangle \quad (9.14)$$

$$\langle f^{sav}(\bar{B}^0)|\bar{B}^0(t) \rangle = g_+(t) \langle f^{sav}(\bar{B}^0)|\bar{B}^0 \rangle \quad (9.15)$$

$$\langle f^{sav}(B^0)|\bar{B}^0(t) \rangle = \left(\frac{q}{p}\right) g_\perp(t) \langle f^{sav}(B^0)|B^0 \rangle \quad (9.16)$$

La première et la troisième équations correspondent à une situation où, à l'instant t de sa désintégration, le méson B a la même saveur qu'à l'instant initial. On dénote ces amplitudes par un “ M ” pour *Mixed*. La seconde et quatrième équations correspondent à la situation opposée, et on dénotera ces amplitudes par un “ U ” pour *Unmixed*. Par passage au carré de la norme de ces amplitudes, et en omettant les amplitudes indépendantes du temps, on définit donc deux distributions temporelles, très similaires à celles auxquelles donne lieu une désintégration dans un état CP :

$$f_M(t) = \frac{?}{2} e^{\pm \Gamma|\Delta t|} (1 \pm \cos \Delta m t) \quad (9.17)$$

$$f_U(t) = \frac{?}{2} e^{\pm \Gamma|\Delta t|} (1 \pm \cos \Delta m t) \quad (9.18)$$

Ces deux distributions sont représentées sur la figure 9.4. Pour finir, la démonstration de

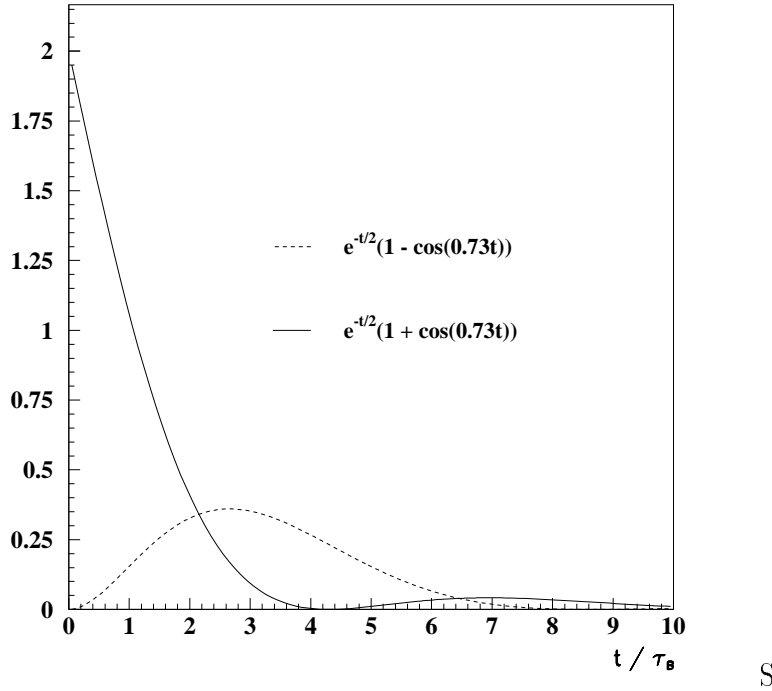


FIG. 9.4 – Graphes des fonctions $f_M(t)$ et $f_U(t)$ en fonction du temps, calculé en unité du temps de vie τ_B du méson B . (On a utilisé la valeur $\frac{\Delta m}{\Gamma} = 0.730$ [35]).

4.1.3 permet de remplacer le temps propre t ci-dessus par la différence Δt des instants de désintégration de chacun des deux mésons B issus de l' $\Upsilon(4S)$.

L'intérêt de ce formalisme réside dans le fait qu'il permet d'estimer les performances d'étiquetage directement sur les données. En effet, on peut reconstruire une série de modes spécifiques de saveur, et procéder à l'estimation de Δt et de s_{tag} . La connaissance de ce dernier et de la saveur du B reconstruit permet alors de classer chaque événement comme étant de type “ M ” ou “ U ”. Un calcul similaire à celui menant aux équations (9.5)–(9.6) permet d'écrire les deux distributions complètes:

$$f_M(\Delta t, s_{tag}) = \frac{?}{2} e^{\pm \Gamma |\Delta t|} \left(1 + s_{tag} \frac{\delta D}{2} \pm D \cos \Delta m \Delta t \right) \quad (9.19)$$

$$f_U(\Delta t, s_{tag}) = \frac{?}{2} e^{\pm \Gamma |\Delta t|} \left(1 + s_{tag} \frac{\delta D}{2} + D \cos \Delta m \Delta t \right) \quad (9.20)$$

Un estimateur du maximum de vraisemblance peut être alors construit, qui estime les variables de performance d'étiquetage à partir des deux équations précédentes. Son expression est détaillée dans l'annexe A.

9.3.2 Validation sur le Monte Carlo

L'estimateur précédemment défini est testé sur des événements Monte Carlo. On agrège à partir de maintenant les quatre secteurs leptoniques, afin de bénéficier dans toutes les catégories d'une statistique suffisante. Il a été vérifié que la baisse de performance due à la perte d'information attenante est négligeable: $\Delta Q \sim 0.001$. Le tableau 9.5 permet de comparer les résultats sur du Monte Carlo, suivant qu'on calcule les “vraies” performances d'étiquetage ou qu'on ajuste leurs valeurs grâce à l'estimateur. Notons que ce dernier est défini plus précisément au chapitre suivant, car il est utilisé dans la mesure de $\sin 2\beta$. Les canaux *charmonium* sont limités statistiquement et ne permettent pas d'observer des biais significatifs entre les deux méthodes. L'échantillon B_{sav} semble toutefois souligner la présence d'un biais de mesure sur les dilutions, dans la catégorie des kaons. On revient sur ce point au chapitre suivant.

En conclusion, ce chapitre a exposé les principes et l'algorithme de calcul de la saveur du B_{tag} , essentiel pour la mesure de $\sin 2\beta$. Les performances de cette étape, dite d'étiquetage, ont été obtenues, et avoisinent 70% pour l'efficacité et 30% pour le facteur de qualité Q (pour des événements $B^0 \bar{B}^0$). Ces performances sont largement indépendantes du canal reconstruit, et sont meilleures dans le cas des B chargés. Il est judicieux de mesurer celles-ci directement sur les données, à l'aide d'un échantillon d'événements spécifiques de saveur, bénéficiant d'une haute statistique. La méthode pour y parvenir, fondée sur un estimateur du maximum de vraisemblance, a été succinctement décrite. Elle est mise en oeuvre dans le chapitre suivant, dans le cadre d'un ajustement global de plusieurs paramètres, dont $\sin 2\beta$.

Info. MC	$J/\psi K^{*0}$	$J/\psi K_S^0$	B_{sav}
D lepton	0.89 ± 0.02	0.864 ± 0.010	0.859 ± 0.006
D kaon	0.68 ± 0.02	0.702 ± 0.008	0.684 ± 0.002
D NT1	0.58 ± 0.04	0.654 ± 0.016	0.620 ± 0.005
D NT2	0.32 ± 0.04	0.282 ± 0.015	0.288 ± 0.005
δD lepton	-0.03 ± 0.03	0.04 ± 0.02	0.02 ± 0.01
δD kaon	0.03 ± 0.04	0.04 ± 0.01	0.016 ± 0.01
δD NT1	0.02 ± 0.08	0.00 ± 0.03	-0.046 ± 0.02
δD NT2	0.20 ± 0.07	0.08 ± 0.03	0.040 ± 0.02
Ajustement	$J/\psi K^{*0}$	$J/\psi K_S^0$	B_{sav}
D lepton	0.98 ± 0.15	0.94 ± 0.06	0.850 ± 0.008
D kaon	0.59 ± 0.09	0.62 ± 0.04	0.706 ± 0.006
D NT1	0.85 ± 0.18	0.64 ± 0.08	0.623 ± 0.013
D NT2	0.27 ± 0.14	0.26 ± 0.06	0.298 ± 0.011
δD lepton	0.03 ± 0.07	0.02 ± 0.03	0.003 ± 0.013
δD kaon	0.02 ± 0.04	0.05 ± 0.02	0.034 ± 0.009
δD NT1	0.02 ± 0.09	-0.03 ± 0.04	-0.055 ± 0.020
δD NT2	0.12 ± 0.06	0.09 ± 0.03	0.054 ± 0.017

TAB. 9.5 – Comparaison des dilutions D sur des événements Monte Carlo $B\bar{B}$ génériques, suivant qu'on les estime à partir de l'information vraie ou grâce à un ajustement.

Chapitre 10

Estimation de $\sin 2\beta$

Des deux chapitres précédents, on tire la conclusion suivante: la modélisation de la fonction de résolution spatiale et les paramètres d'étiquetage sont largement indépendants du mode dans lequel on reconstruit exclusivement l'un des deux B . On sait toutefois que les valeurs des paramètres sont sujettes à caution, le Monte Carlo ne reproduisant pas les données à un niveau de précision suffisant. Pour mesurer $\sin 2\beta$, on peut alors procéder de deux manières différentes: la première méthode consiste à estimer les paramètres d'étiquetage et de résolution sur l'échantillon B_{sav} , puis à utiliser les résultats obtenus comme paramètres d'entrée dans l'estimation de $\sin 2\beta$ qui est, dans ce cas, le seul paramètre ajusté. Des résultats préliminaires (*c.f.* référence [10]) montrent alors que l'incertitude systématique sur $\sin 2\beta$ est dominée par l'incertitude statistique sur l'estimation des autres paramètres. La deuxième méthode consiste à opérer un ajustement **global** de tous les paramètres, effectué simultanément sur l'échantillon CP et l'échantillon B_{sav} . C'est cette dernière méthode qui est utilisée ci-dessous, pour les raisons suivantes.

- L'incertitude sur les paramètres laissés libres dans l'ajustement est automatiquement propagée dans l'incertitude statistique sur $\sin 2\beta$. Celle-ci est donc plus importante que pour un ajustement à une dimension, mais elle intègre l'incertitude sur $\sin 2\beta$ due à l'incertitude sur la valeur centrale de ces paramètres, simplifiant l'étude des effets systématiques.
- De plus, les corrélations entre ces paramètres sont importantes, ce qui complique l'évaluation de l'incertitude systématique sur $\sin 2\beta$, dans le cas de la première méthode. On peut citer par exemple la forte corrélation entre les largeurs des deux gaussiennes dans la fonction de résolution et leurs fractions relatives. Dans l'ajustement global, les corrélations sont prises en compte automatiquement.

De plus, l'ajustement global tient également compte, implicitement, des effets systématiques de "second ordre". Par exemple, si on varie la valeur du temps de vie du B , pour estimer son impact sur la mesure de $\sin 2\beta$, une dépendance éventuelle de la fonction de résolution par rapport au temps de vie est prise en compte dans le nouvel ajustement global.

Dans la suite de ce chapitre, on commence par rappeler la constitution de l'échantillon final des événements sélectionnés. On présente ensuite les résultats de l'estimation de $\sin 2\beta$,

Tag	$J/\psi K_S^0 (\pi^+\pi^\perp)$			$J/\psi K_S^0 (\pi^0\pi^0)$			$\psi(2S)K_S^0$		
	B^0	\bar{B}^0	Tot	B^0	\bar{B}^0	Tot	B^0	\bar{B}^0	Tot
Lepton	11	11	22	1	2	3	6	3	9
Kaon	54	54	108	14	11	25	12	11	28
NT1	10	12	22	1	1	2	2	2	4
NT2	18	18	36	8	3	11	4	4	8
Total	93	95	188	24	17	41	24	20	44
Aucun tag	76			20			13		
$\varepsilon(\%)$	71 ± 3			67 ± 6			77 ± 6		

Tag	$charmonium K_S^0$			$J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$			Total		
	B^0	\bar{B}^0	Tot	B^0	\bar{B}^0	Tot	B^0	\bar{B}^0	Tot
Lepton	18	16	34	4	2	6	22	18	40
Kaon	80	76	156	9	12	21	89	88	177
NT1	13	15	28	5	2	7	18	17	35
NT2	30	25	55	3	3	6	33	28	61
Total	141	132	273	21	19	40	162	151	313
Aucun tag	109			9			118		
$\varepsilon(\%)$	71 ± 2			82 ± 6			73 ± 2		

TAB. 10.1 – Résultats de la sélection des événements CP. Seuls les événements dans la région du signal sont considérés.

puis on détaille les différentes procédures de validation effectuées. La dernière partie du chapitre s'attache à l'évaluation de l'incertitude systématique sur $\sin 2\beta$.

10.1 Echantillon final

A présent que les méthodes d'estimation de Δt et d'étiquetage ont été présentées, il convient de faire un bilan des résultats de la procédure complète de sélection des événements utilisés pour l'estimation de $\sin 2\beta$. Pour les canaux $charmonium K_S^0$, la fraction de bruit de fond est estimée directement sur les données: un ajustement de la distribution de M_{ES} par la somme d'une fonction Argus et d'une gaussienne est opéré, dont le résultat est utilisé ensuite pour définir une probabilité qu'un événement soit du bruit ou du signal. La fraction gaussienne du bruit, discutée à la section 7.3, est un paramètre fixe de l'estimateur du maximum de vraisemblance utilisé pour la mesure de $\sin 2\beta$.

10.1.1 Echantillon CP

La sélection complète des événements de l'échantillon CP est résumée dans le tableau 10.1. On rappelle que les régions du signal sont définies pour les différents modes dans la table 6.5.

	Tous	Lepton	Kaon	NT1	NT2
	canaux $\text{charmonium } K_S^0$				
# signal evts	263 ± 17	34 ± 6	150 ± 12	27 ± 5	53 ± 7
Mean (MeV/ c^2)	5280.0 ± 0.2				
σ (MeV)	2.88 ± 0.13				
# bkg. evts	65 ± 9	3 ± 2	38 ± 7	5 ± 3	18 ± 4
κ	$\perp 17.7 \pm 18.9$				

TAB. 10.2 – Résultats de l’ajustement de M_{ES} pour les événements CP . Lorsque celui-ci est opéré sur une catégorie, la valeur centrale et la largeur de la gaussienne, ainsi que le paramètre κ sont fixés à leur valeurs obtenues dans l’ajustement complet. Le nombre d’événements de bruit de fond est donné pour toute la fenêtre de masse, c’est-à-dire $5.2 < M_{ES} < 5.3 \text{ GeV}/c^2$.

	Tous	Lepton	Kaon	NT1	NT2
	échantillon B_{sav}				
# signal evts	3989 ± 70	635 ± 26	2114 ± 51	458 ± 23	778 ± 33
Mean (MeV/ c^2)	5280.2 ± 0.1	5280.4 ± 0.1	5280.1 ± 0.1	5280.3 ± 0.1	5280.0 ± 0.1
σ (MeV)	2.74 ± 0.04	2.75 ± 0.09	2.73 ± 0.05	2.54 ± 0.12	2.83 ± 0.11
# bkg. evts	3484 ± 67	101 ± 11	2110 ± 52	307 ± 20	970 ± 36
κ	$\perp 32.4 \pm 2.3$	$\perp 24.1 \pm 13.6$	$\perp 29.6 \pm 3.0$	$\perp 44.9 \pm 8.0$	$\perp 36.4 \pm 4.6$

TAB. 10.3 – Résultats de l’ajustement sur M_{ES} pour l’échantillon B_{sav} . Lorsque l’ajustement est opéré sur une seule catégorie, la valeur centrale et la largeur de la gaussienne, ainsi que le paramètre κ sont fixés à leurs valeurs obtenues dans l’ajustement complet. Le nombre d’événements de bruit de fond est donné pour la fenêtre complète, c’est-à-dire $5.2 < M_{ES} < 5.3 \text{ GeV}/c^2$.

On rappelle que dans le cas du canal $J/\psi K^*$, seuls les événements dans la région du signal sont considérés. Le tableau 10.2 et la figure 10.1 rassemblent les résultats de l’ajustement sur M_{ES} , pour chaque catégorie d’étiquetage.

10.1.2 Echantillon B_{sav}

Dans les chapitres qui précèdent, on a distingué le canal $J/\psi K^{*0}(K^\pm \pi^\mp)$ de l’échantillon B_{sav} , car il a donné lieu à des études spécifiques. Naturellement, il s’agit également d’un canal spécifique de saveur. Dans la suite de ce chapitre, il est intégré à l’échantillon B_{sav} . Les résultats de la sélection sur cet échantillon sont rassemblés dans le tableau 10.3 et sur la figure 10.2.

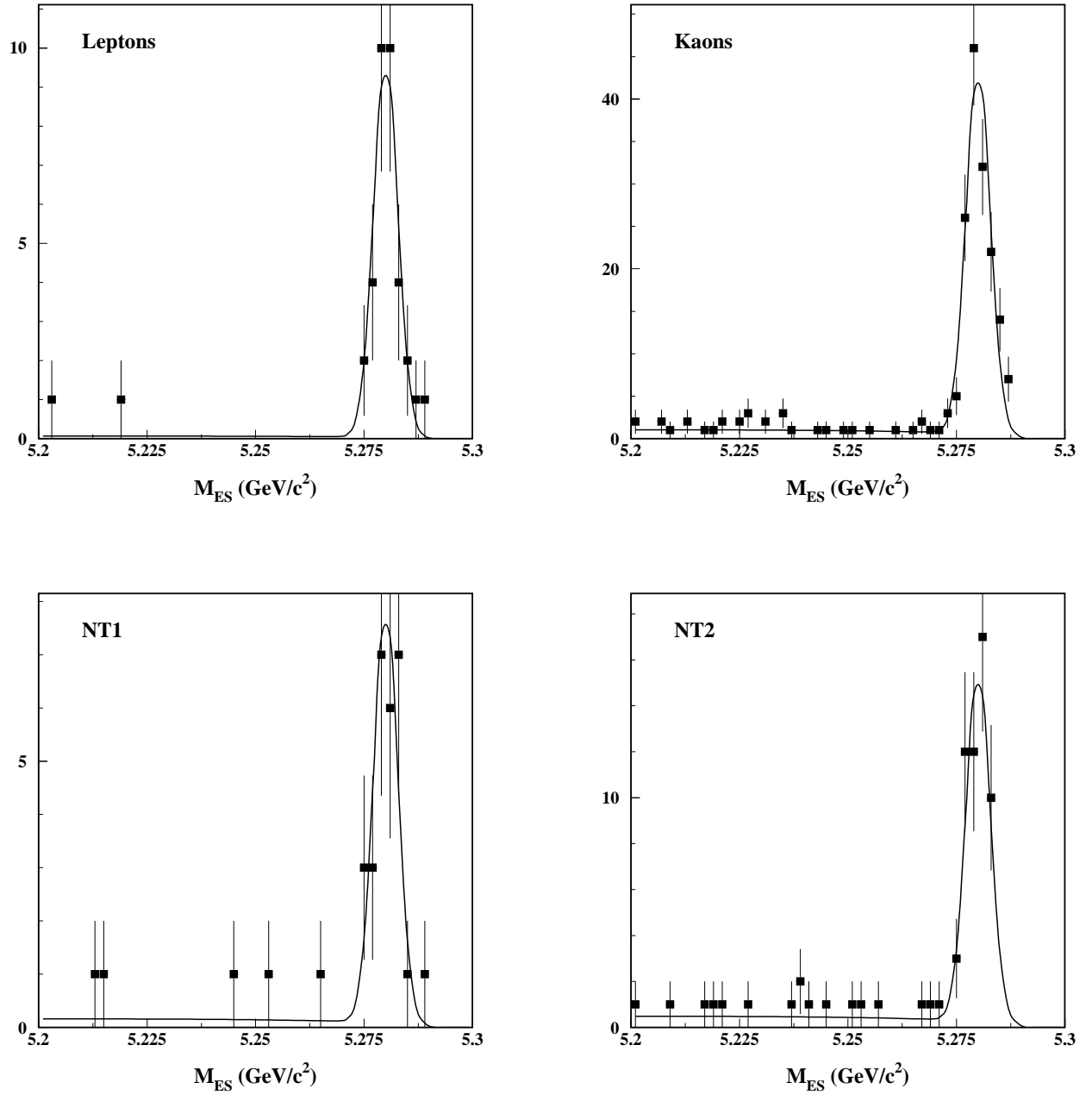


FIG. 10.1 – Événements charmonium K_S^0 : distribution de M_{ES} pour chaque catégorie. Le résultat de l'ajustement est superposé (c.f. tableau 10.2 pour les valeurs numériques correspondantes).

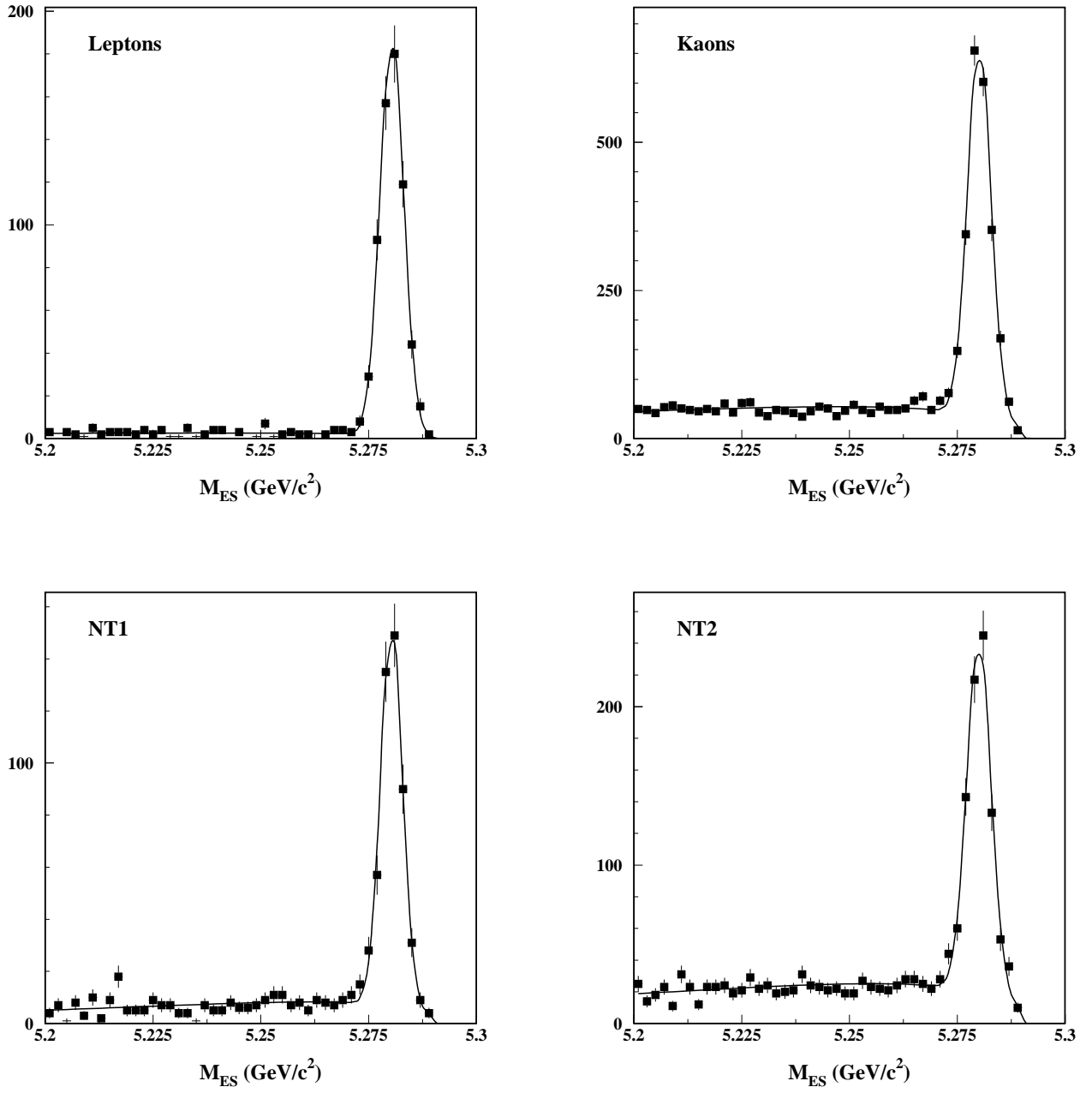


FIG. 10.2 – Echantillon B_{sav} : distribution de M_{ES} pour chaque catégorie. Le résultat de l'ajustement est superposé (c.f. tableau 10.3 pour les valeurs numériques correspondantes).

10.2 Résultat de l'ajustement global

L'estimateur du maximum de vraisemblance est décrit dans l'annexe B de façon très générale. On détaille à présent les différentes modélisations adoptées pour décrire les données.

10.2.1 Modélisation du signal

Le signal, indifféremment pour l'échantillon B_{sav} ou CP, est modélisé par:

- 8 paramètres de dilution, à savoir D et δD pour chacune des 4 catégories d'étiquetage. Ces paramètres sont tous laissés libres dans l'ajustement.
- 11 paramètres pour la fonction de résolution, correspondant à trois gaussiennes, les deux fractions relatives, et 4 valeurs centrales (une par catégorie) pour la gaussienne étroite. Seuls 9 paramètres sont laissés libres, la largeur et la valeur centrale de la troisième gaussienne (*outlier*) étant fixé à 8. et 0. ps. respectivement.

Les trois paramètres externes sont également fixés à leur valeur centrale:

- Δm : $0.472 \pm 0.017 \text{ hps}^{\pm 1}$;
- τ_{B^0} : $1.548 \pm 0.032 \text{ ps}$;
- $D_{\perp} = 1 \pm 2R_{\perp}$: 0.65 ± 0.06 . Cette valeur provient de [12], corrigé de l'effet d'acceptance discuté dans l'annexe C.

Les deux premières valeurs proviennent de [35].

10.2.2 Modélisation du bruit de fond

D'après le chapitre 7, les distributions suivant M_{ES} peuvent être modélisées par une composante gaussienne et une composante Argus. Cette dernière est supposée constituée exclusivement d'événements de bruit de fond, alors que la composante gaussienne contient le signal et une fraction plus ou moins importante de bruit de fond de type gaussien, présent en particulier lorsque la combinatoire porte sur des traces chargées de faible impulsion, où des photons de faible énergie.

Dans le cas du canal $J/\psi K^{*0}$, le bruit s'apparente au modèle gaussien plus qu'au modèle Argus. Même s'il existe des événements à basse masse, ils sont très majoritairement situés dans l'intervalle $5.25 \text{ GeV}/c^2 < M_{ES} < 5.27 \text{ GeV}/c^2$. La composante Argus prend alors une forme très "piquée", et laisse néanmoins 50% environ du bruit dans la gaussienne, bruit qui de surcroît ne diffère en rien du bruit situé dans la région à basse masse (*c.f.* chapitre 7). Pour toutes ces raisons, j'ai choisi de ne considérer que les événements dans la région du signal et de ne pas déduire de probabilité signal/bruit à partir d'un modèle Argus. Les paramètres définissant le bruit de fond du canal $J/\psi K^{*0}$ ont été obtenus au chapitre 7:

- la fraction de bruit dans la région du signal: 0.26 ± 0.05 ;
- le contenu CP: $\pm 0.07 \pm 0.14$.

Compte tenu des deux chapitres qui précèdent, le bruit est supposé avoir les même paramètres d'étiquetage et de résolution que le signal.

Le cas des canaux *charmonium* K_S^0 et de l'échantillon B_{sav} est différent, en ce sens que ceux-ci ont une fraction très faible de bruit de fond gaussien, respectivement $1.1 \pm 0.4\%$ et $2 \pm 1\%$. De plus, le bruit de fond contient dans les deux cas des événements de pure combinatoire, ce qui justifie l'utilisation d'une composante Argus. Celle-ci est alors ajustée sur les données, et permet de calculer une probabilité pour chaque événement d'être du signal ou du bruit.

Comme pour le cas du $J/\psi K^{*0}$, la composante gaussienne du bruit a les mêmes paramètres de dilution et de résolution que le signal, à l'exception toutefois de l'échantillon B_{sav} , pour lequel les dilutions des événements B^+B^- , rassemblées dans le tableau 10.4, sont utilisées (*c.f.* annexe D):

Catégorie	Valeur
Lepton	0.912
Kaon	0.762
NT1	0.562
NT2	0.264

TAB. 10.4 – Paramètres D utilisés pour le bruit de fond gaussien de l'échantillon B_{sav} .

Enfin, on fait l'hypothèse que la composante Argus a les mêmes dilutions et paramètres de résolutions pour les deux échantillons B_{sav} et *charmonium* K_S^0 . La fonction de résolution est modélisée par une seule gaussienne, plus la gaussienne des “outliers”, et les paramètres δD sont supposée nuls. Ces simplifications viennent du fait qu'on ne cherche pas à correctement modéliser le bruit, mais simplement à en tenir compte dans l'ajustement global. La très faible corrélation qu'on obtient *in fine* entre ces paramètres et $\sin 2\beta$, ainsi que des études systématiques, garantissent la robustesse de la procédure. D'autre part, la composante Argus est modélisée par une distribution temporelle de type “temps de vie nul” et une autre de type “B chargé” (échantillon B_{sav}) ou “Mixing” (échantillon CP). Cette nomenclature est définie à l'annexe B. Les fractions relatives sont des paramètres libres laissés libres dans l'ajustement, ainsi que les dilutions, au nombre de 8: 4 dilutions pour le type “temps de vie nul” et 4 dilutions pour le type “B chargé” ou “Mixing”. Ce choix se justifie par le fait qu'elles n'ont pas le même “sens physique” dans les deux cas, et peuvent donc différer. Enfin dans le cas de l'échantillon B_{sav} , il a été décidé de définir quatre fractions différentes pour le type “temps de vie nul”, suivant la catégorie. Le temps de vie de la composante “B chargé” de l'échantillon B_{sav} est également laissée libre.

En résumé, le bilan sur le nombre de paramètres libres est le suivant:

1. $\sin 2\beta$;
2. Fonction de résolution du signal: 9 paramètres;
3. Etiquetage du signal: 8 paramètres
4. Fonction de résolution du bruit: 3 paramètres;
5. Etiquetage du bruit: 8 paramètres;
6. Fractions de bruit: 5 paramètres (*charmonium* K_S^0) ou 4 paramètres ($J/\psi K^{*0}$);

7. Durée de vie du bruit: 1 paramètre;

L’ajustement global estime donc 35 paramètres en même temps dans le cas *charmonium* K_S^0 , et 34 paramètres dans le cas $J/\psi K^{*0}$.

10.2.3 Présentation des résultats

L’ajustement global a été effectué séparément sur l’échantillon $J/\psi K^{*0}$ et l’échantillon *charmonium* K_S^0 . Les résultats des paramètres ajustés, ainsi que les incertitudes paraboliques, sont présentés dans les tableaux 10.5 et 10.6. On obtient donc pour $\sin 2\beta$ les valeurs suivantes:

$$\begin{aligned}\sin 2\beta \text{ (charmonium } K_S^0) &= 0.24 \pm 0.22 \\ \sin 2\beta \text{ (} J/\psi K^{*0} \text{)} &= \pm 0.19 \pm 1.24\end{aligned}\tag{10.1}$$

La contribution des paramètres libres à l’incertitude statistique sur $\sin 2\beta$ vaut 0.016 pour les canaux *charmonium* K_S^0 et 0.13 pour le canal $J/\psi K^{*0}$. D’autre part, le paramètre de corrélation globale¹ retourné par MINUIT vaut 7.3% et 10.7%, respectivement pour l’ajustement sur l’échantillon *charmonium* K_S^0 et $J/\psi K^{*0}$. $\sin 2\beta$ reste donc peu corrélé aux autres paramètres libres, en particulier à ceux qui ne concernent que l’échantillon B_{sav} , comme en témoignent les tableaux 10.5 et 10.6.

10.2.4 Qualité de l’ajustement

Etude de l’incertitude statistique sur l’échantillon $J/\psi X$

Les événements $J/\psi K^{*0}$ sélectionnés à partir de l’échantillon $J/\psi X$, au nombre de 2370 dans la région du signal, sont divisés en sous-ensembles de 54 événements chacun. On estime $\sin 2\beta$ sur ceux-ci, en supposant 26% de bruit de fond de contenu CP égal à ± 0.07 . Dans les mêmes conditions, l’incertitude sur $\sin 2\beta$ dans l’échantillon de données vaut 1.12. Les résultats sont présentés sur la figure 10.4. La valeur obtenue sur les données est donc située à une déviation standard de la valeur centrale, ce qui est satisfaisant.

Etude de la qualité de l’ajustement grâce à un “Toy MonteCarlo”

On peut estimer la qualité du fit à partir d’un “Toy MonteCarlo”, c’est-à-dire d’une simulation simplifiée, en comparant la valeur de $\perp \ln \mathcal{L}$ obtenue sur les données avec sa distribution pour un grand nombre d’expériences simulées. Les échantillons de chaque expérience simulée contiennent le même nombre d’événements que les données. On génère ainsi 1000 expériences, correspondant chacune à un échantillon de 20fb⁻¹.

La table 10.7 rassemble, dans le cas des canaux *charmonium* K_S^0 l’incertitude statistique attendue, la valeur de $\perp \ln \mathcal{L}$ obtenue de l’ajustement sur le “Toy MonteCarlo” et sur les

1. valeur du paramètre de corrélation entre $\sin 2\beta$ et la combinaison linéaire des autres paramètres pour laquelle ce paramètre est maximal

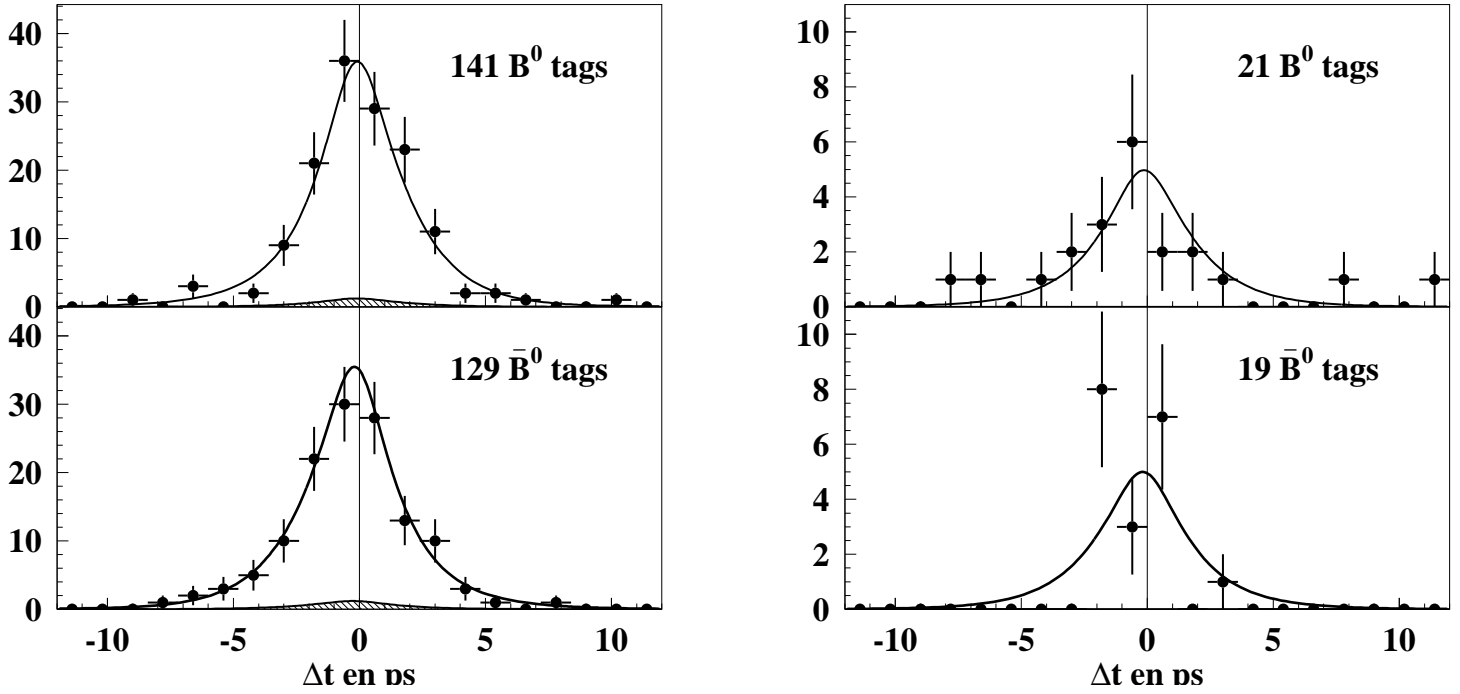


FIG. 10.3 – Distributions de Δt pour les événements charmonium K_S^0 (à droite) et $J/\psi K^{*0}$ à gauche, dans la région du signal. En haut: le B_{tag} est un B^0 . En bas: le B_{tag} est un \bar{B}^0 . L'ajustement de l'estimateur du maximum de vraisemblance est superposé. L'histogramme hachuré (dans le cas charmonium K_S^0) représente la contribution du bruit.

Paramètre	Estimation	Corr.
$\sin 2\beta$	$\pm 0.19 \pm 1.24$	1.000
Fonction de résolution du signal		
\mathcal{S}_c	1.11 ± 0.10	± 0.009
\mathcal{S}_t	3.78 ± 0.70	0.008
$\delta(\Delta t)$ lepton (core) [ps]	0.093 ± 0.088	0.001
$\delta(\Delta t)$ kaon (core) [ps]	$\pm 0.217 \pm 0.058$	± 0.021
$\delta(\Delta t)$ NT1 (core) [ps]	0.060 ± 0.104	± 0.003
$\delta(\Delta t)$ NT2 (core) [ps]	$\pm 0.249 \pm 0.094$	0.008
$\delta(\Delta t)$ (tail) [ps]	$\pm 0.44 \pm 0.36$	± 0.016
$f(\text{tail})$	0.117 ± 0.047	± 0.002
$f(\text{outlier})$	0.006 ± 0.005	± 0.001
Dilutions du signal		
D , lepton	0.774 ± 0.040	0.019
D , kaon	0.655 ± 0.026	± 0.031
D , NT1	0.578 ± 0.057	0.082
D , NT2	0.361 ± 0.051	± 0.037
δD , lepton	$\pm 0.060 \pm 0.063$	± 0.003
δD , kaon	0.032 ± 0.040	± 0.019
δD , NT1	$\pm 0.195 \pm 0.087$	± 0.009
δD , NT2	0.091 ± 0.075	± 0.013
Propriétés du bruit de fond		
τ , bruit B_{sav} [ps]	1.36 ± 0.22	0.001
$f(\tau = 0)$, bruit B_{sav} , lepton	0.360 ± 0.217	0.001
$f(\tau = 0)$, bruit B_{sav} , kaon	0.678 ± 0.062	0.001
$f(\tau = 0)$, bruit B_{sav} , NT1	0.741 ± 0.094	0.002
$f(\tau = 0)$, bruit B_{sav} , NT2	0.740 ± 0.068	0.001
Fonction de résolution du bruit de fond		
Scale (core)	1.50 ± 0.05	0.002
$\delta(\Delta t)$ core [ps]	$\pm 0.083 \pm 0.022$	0.002
$f(\text{outlier})$	0.041 ± 0.009	0.002
Dilutions du bruit de fond		
D , lepton, $\tau = 0$	0.488 ± 0.424	± 0.001
D , kaon, $\tau = 0$	0.483 ± 0.049	0.002
D , NT1, $\tau = 0$	0.185 ± 0.120	± 0.008
D , NT2, $\tau = 0$	0.067 ± 0.072	0.004
D , lepton, $\tau > 0$	0.323 ± 0.240	0.000
D , kaon, $\tau > 0$	0.217 ± 0.100	0.000
D , NT1, $\tau > 0$	0.256 ± 0.306	0.001
D , NT2, $\tau > 0$	0.312 ± 0.169	0.000

TAB. 10.5 – Résultat de l'ajustement global sur l'échantillon constitué par le mode $J/\psi K^{*0}$ et les modes B_{sav} . La dernière colonne donne les coefficients de corrélations de $\sin 2\beta$ avec chacun des autres paramètres libres.

Paramètre	Estimation	Corr.
$\sin 2\beta$	0.243 ± 0.215	1.000
Fonction de résolution du signal		
\mathcal{S}_c	1.11 ± 0.10	0.003
\mathcal{S}_t	3.96 ± 0.87	0.009
$\delta(\Delta t)$ lepton (core) [ps]	0.073 ± 0.084	$\perp 0.026$
$\delta(\Delta t)$ kaon (core) [ps]	$\perp 0.197 \pm 0.055$	$\perp 0.009$
$\delta(\Delta t)$ NT1 (core) [ps]	0.020 ± 0.101	0.005
$\delta(\Delta t)$ NT2 (core) [ps]	$\perp 0.211 \pm 0.089$	$\perp 0.008$
$\delta(\Delta t)$ (tail) [ps]	$\perp 0.55 \pm 0.43$	0.009
$f(\text{tail})$	0.098 ± 0.043	0.006
$f(\text{outlier})$	0.009 ± 0.005	$\perp 0.020$
Dilutions du signal		
D , lepton	0.773 ± 0.040	$\perp 0.025$
D , kaon	0.655 ± 0.026	$\perp 0.009$
D , NT1	0.578 ± 0.056	$\perp 0.025$
D , NT2	0.360 ± 0.051	$\perp 0.019$
δD , lepton	$\perp 0.057 \pm 0.063$	0.029
δD , kaon	0.036 ± 0.039	$\perp 0.019$
δD , NT1	$\perp 0.195 \pm 0.086$	0.023
δD , NT2	0.090 ± 0.072	$\perp 0.015$
Propriétés du bruit de fond		
τ , bruit B_{sav} [ps]	1.37 ± 0.22	$\perp 0.002$
$f(\tau = 0)$, bruit CP	0.411 ± 0.172	$\perp 0.004$
$f(\tau = 0)$, bruit B_{sav} , lepton	0.350 ± 0.171	$\perp 0.002$
$f(\tau = 0)$, bruit B_{sav} , kaon	0.681 ± 0.062	$\perp 0.002$
$f(\tau = 0)$, bruit B_{sav} , NT1	0.744 ± 0.093	$\perp 0.001$
$f(\tau = 0)$, bruit B_{sav} , NT2	0.740 ± 0.067	$\perp 0.002$
Fonction de résolution du bruit de fond		
Scale (core)	1.50 ± 0.05	$\perp 0.002$
$\delta(\Delta t)$ core [ps]	$\perp 0.088 \pm 0.022$	0.002
$f(\text{outlier})$	0.040 ± 0.009	0.002
Dilutions du bruit de fond		
D , lepton, $\tau = 0$	0.484 ± 0.417	0.002
D , kaon, $\tau = 0$	0.482 ± 0.049	0.001
D , NT1, $\tau = 0$	0.183 ± 0.118	0.003
D , NT2, $\tau = 0$	0.069 ± 0.071	0.001
D , lepton, $\tau > 0$	0.325 ± 0.240	0.000
D , kaon, $\tau > 0$	0.216 ± 0.099	0.000
D , NT1, $\tau > 0$	0.261 ± 0.306	$\perp 0.001$
D , NT2, $\tau > 0$	0.311 ± 0.170	0.000

TAB. 10.6 – Résultat de l'ajustement global sur l'échantillon constitué par les modes charmonium K_S^0 et les modes B_{sav} .

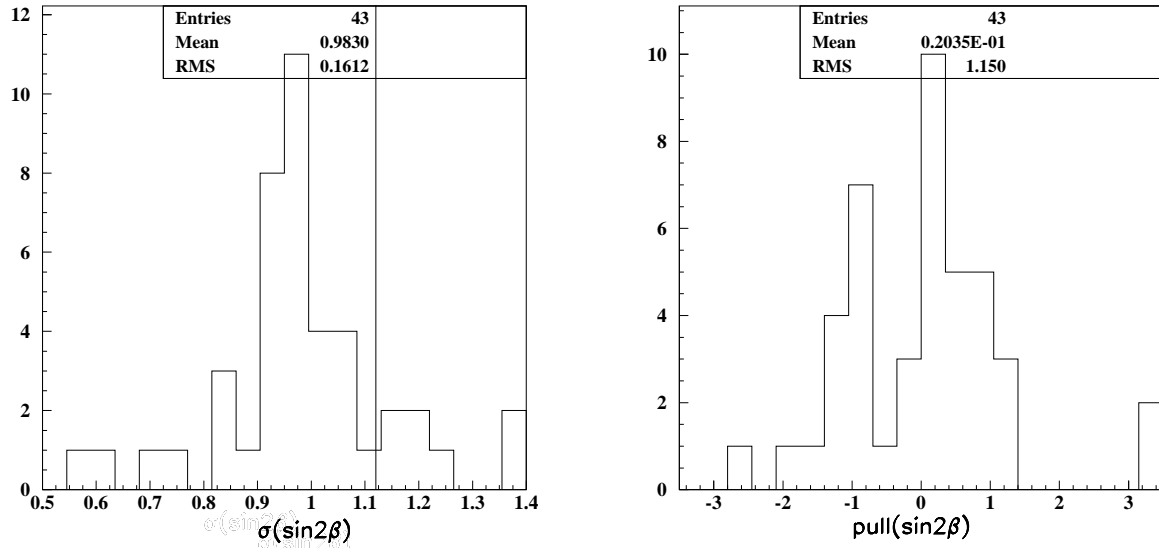


FIG. 10.4 – Résultats de l’estimation de $\sin 2\beta$ sur des sous-échantillons $J/\psi X$, de la taille de l’échantillon de données. A gauche: distribution de l’incertitude statistique sur $\sin 2\beta$; la ligne verticale précise le point où se situent les données. A droite: distribution du pull.

données, et la fraction d’expériences simulées dont la valeur de $\perp \ln \mathcal{L}$ est supérieure à celle des données. La figure 10.5 présente les distributions de l’incertitude statistique et de $\perp \ln \mathcal{L}$.

échantillon	σ (TMC)	σ (D)	$\perp \ln \mathcal{L}$ (TMC)	$\perp \ln \mathcal{L}$ (D)	Fr TMC > D
$K_s \rightarrow \pi^+ \pi^-$	0.245 ± 0.012	0.254	$\perp 632.7 \pm 15.4$	$\perp 630.3$	43%
$K_s \rightarrow \pi^0 \pi^0$	0.609 ± 0.079	0.664	$\perp 186.7 \pm 8.8$	$\perp 191.3$	71%
$\psi(2s)K_s$	0.492 ± 0.056	0.503	$\perp 151.4 \pm 7.3$	$\perp 160.2$	88%
Tous	0.208 ± 0.008	0.216	$\perp 972.0 \pm 19.6$	$\perp 982.2$	71%

TAB. 10.7 – Incertitude statistique attendue et valeur de $\perp \ln \mathcal{L}$ d’après le Toy Monte Carlo (noté TMC), comparée aux valeurs obtenues sur les données (notées D). La dernière colonne donne la fraction des échantillons du “Toy MonteCarlo” moins probables (au sens d’une valeur supérieure de $\perp \ln \mathcal{L}$) que l’échantillon de données.

De même, dans le cas du $J/\psi K^{*0}$, la figure 10.6 permet de se convaincre que les résultats sur les données sont compatibles avec ceux du “Toy MonteCarlo”.

10.3 Validation de la chaine d’analyse

Plusieurs tests ont été faits, pour vérifier l’ensemble de la chaine d’analyse.

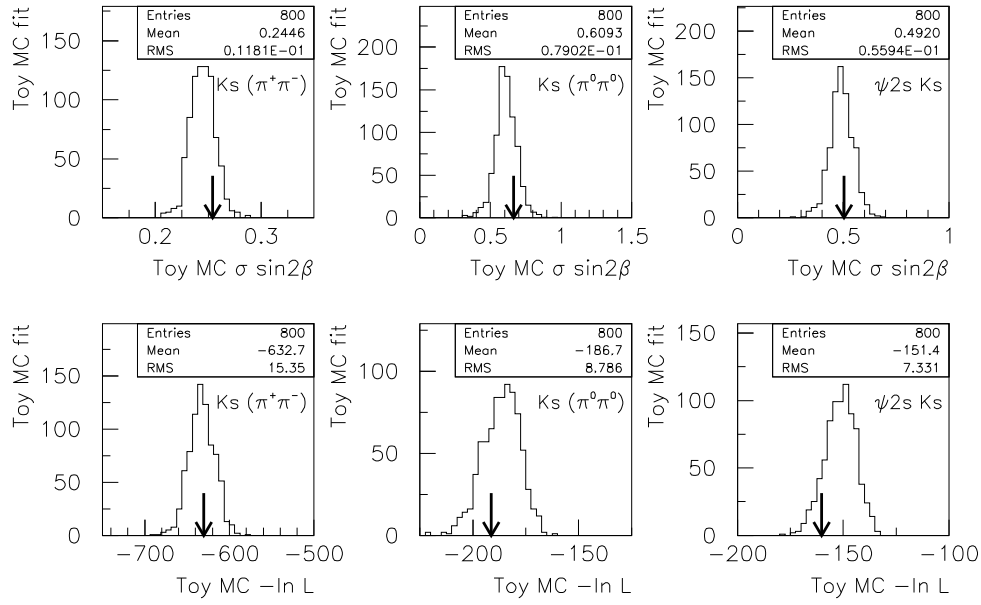


FIG. 10.5 – Distribution de l’incertitude attendue et de $-\ln \mathcal{L}$ d’après le “Toy Monte Carlo”. Les flèches indiquent la valeur obtenue avec l’ajustement sur les données.

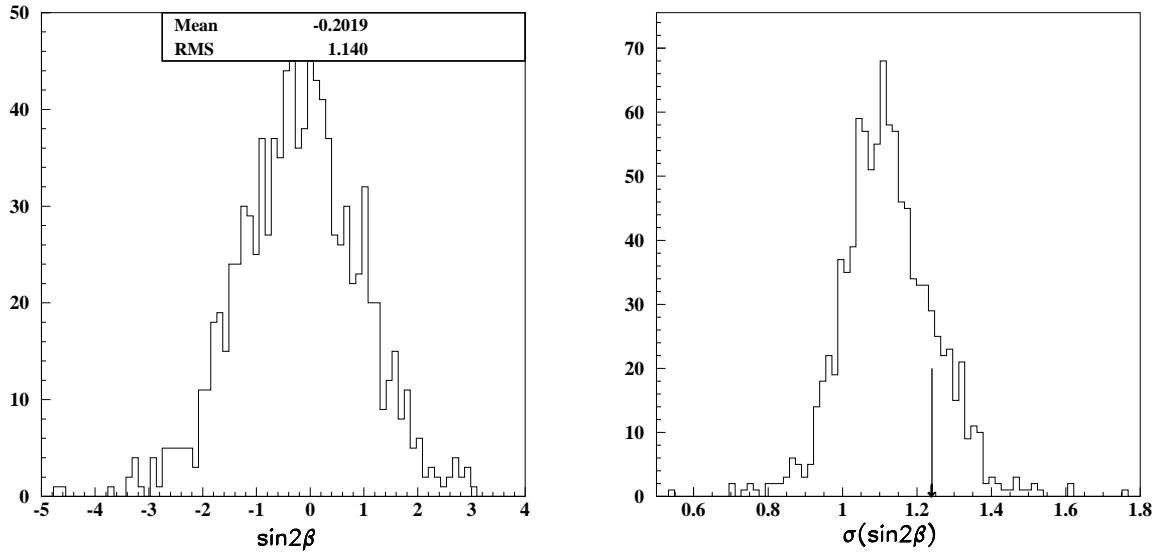


FIG. 10.6 – Résultats d’une étude “Toy Monte Carlo” sur le canal $B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$: 1000 expériences sont générées, dans les mêmes conditions que les données. A gauche: distribution des valeurs obtenues de $\sin 2\beta$; A droite: distribution des incertitudes correspondantes. La valeur générée de $\sin 2\beta$ est -0.19. La flèche situe le résultat sur les données.

Mode	$\sin 2\beta$ vrai	$\sin 2\beta$ estimé
$J/\psi K_S^0 (\pi^+ \pi^\perp)$	0.1	0.096 ± 0.043
	0.3	0.220 ± 0.044
	0.5	0.489 ± 0.019
	0.7	0.703 ± 0.032
	0.9	0.883 ± 0.037
$J/\psi K_S^0 (\pi^0 \pi^0)$	0.7	0.697 ± 0.037
$\psi(2S) K_S^0 (\pi^+ \pi^\perp)$	0.7	0.692 ± 0.044
$J/\psi K^{*0} (K_S^0 \pi^0)$	0.7	0.676 ± 0.074
$J/\psi K^+$	0	0.005 ± 0.021
$\psi(2S) K^+$	0	0.022 ± 0.047
$J/\psi K^{*0} (K^+ \pi^\perp)$	0	$\pm 0.063 \pm 0.037$
$J/\psi K^{*\pm} (K^+ \pi^0)$	0	$\pm 0.028 \pm 0.038$
$J/\psi K^{*\pm} (K_S^0 \pi^+)$	0	$\pm 0.049 \pm 0.037$
B_{sav}	0	$\pm 0.004 \pm 0.013$

TAB. 10.8 – Résultats de l'estimation de $\sin 2\beta$ sur les différents échantillons simulés. Les paramètres de dilution et de résolution ont été mesurés sur l'échantillon B_{sav} .

10.3.1 Etudes de la simulation complète

Signal seul

L'estimation de $\sin 2\beta$ est menée sur des événements simulés, de type CP ou B_{sav} .² Dans chaque cas, les paramètres de résolution spatiale et d'étiquetage sont fixés aux valeurs mesurées sur l'échantillon B_{sav} . Le seul paramètre laissé libre est donc $\sin 2\beta$. La table 10.8 rassemble les résultats de ces estimations. On note un très bon accord indépendamment de la valeur de $\sin 2\beta$. Pour quantifier ce résultat, on ajuste l'ensemble des estimations obtenues dans la table 10.8, pour lesquelles la valeur générée de $\sin 2\beta$ est non nulle, par une droite. La figure 10.7 confirme l'absence de biais de mesure en fonction de la valeur de $\sin 2\beta$.

Fort de cette première conclusion, on utilise l'ensemble des échantillons CP $J/\psi K_S^0$, qu'on divise en sous-échantillons de 360 événements, pour lesquels on estime $\sin 2\beta$ séparément. On évalue ainsi la présence éventuelle d'un biais inhérent à la mesure de $\sin 2\beta$. La figure 10.8 montre les distributions résultantes. Une valeur moyenne de $\pm 0.01 \pm 0.07$ et une incertitude de 1.04 ± 0.05 sont obtenues. La valeur moyenne du résidu étant compatible avec 0, aucune correction sur la valeur centrale n'est appliquée aux données. Par contre, l'incertitude sur cette valeur est incluse dans les incertitudes systématiques, soit 0.014.

2. Dans ce dernier cas, on attend une valeur nulle pour $\sin 2\beta$.

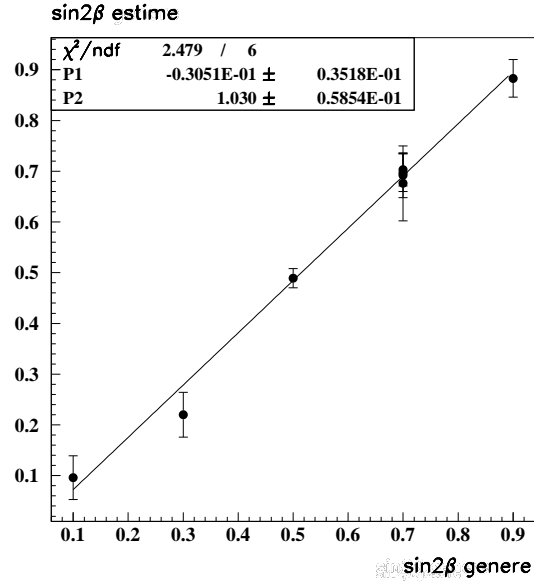


FIG. 10.7 – Comparaison entre les différentes valeurs de $\sin 2\beta$ estimées et leur valeur générée, sur des échantillons simulés (c.f. table 10.8). Comme le montre la figure, ces points sont compatibles avec un alignement sur une droite de pente égale à 1 passant par l'origine.

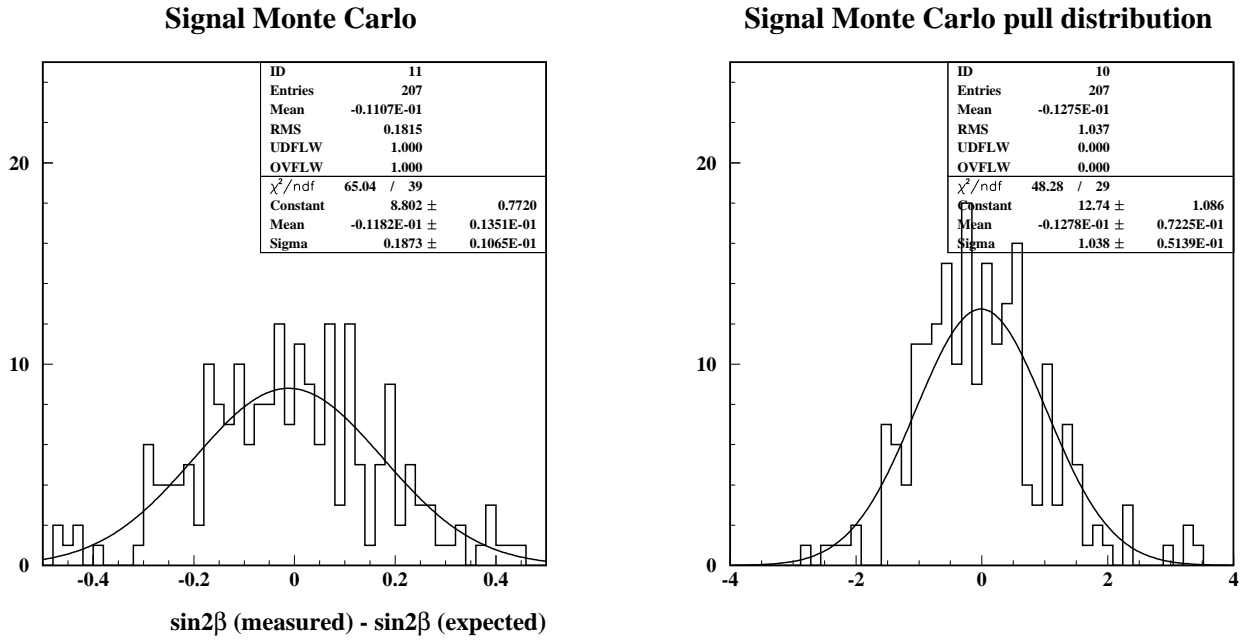


FIG. 10.8 – Distribution du résidu et du “pull” pour 207 échantillons d’événements $J/\psi K_S^0$ simulés.

Validation de l’ajustement global sur le Monte Carlo

On utilise ici les événements simulés $J/\psi K_S^0(\pi^+\pi^-)$ et $J/\psi K^{*0}(K_S^0\pi^0)$, générés respectivement avec $\sin 2\beta = 0.5$ et $\sin 2\beta = 0.7$, qu’on divise en 5 et 6 sous-échantillons. Ceci correspond à peu près à la luminosité équivalente de l’échantillon simulé B_{sav} (soit environ 15 fois celle des données). L’ajustement global, opéré sur les cinq échantillons correspondants, donne les résultats de la table 10.9. L’accord est tout à fait satisfaisant.

échantillon	$\sin 2\beta$ obtenu	
	$J/\psi K_S^0$ ($\sin 2\beta = 0.5$)	$J/\psi K^{*0}$ ($\sin 2\beta = 0.7$)
1	0.527 ± 0.041	0.60 ± 0.19
2	0.490 ± 0.042	0.44 ± 0.18
3	0.490 ± 0.042	1.00 ± 0.19
4	0.410 ± 0.042	0.63 ± 0.19
5	0.478 ± 0.042	0.80 ± 0.19
6	—	0.93 ± 0.18
1–6	0.479 ± 0.019	0.73 ± 0.08

TAB. 10.9 – Résultats de l’ajustement global sur l’échantillon simulé B_{sav} et 5 et 6 échantillons $J/\psi K_S^0$ et $J/\psi K^{*0}$ respectivement. Le résultat combiné est une moyenne pondérée.

10.3.2 Vérification de l’algorithme de calcul de Δz

Il existe un deuxième algorithme de calcul de Δz , qui diffère de l’algorithme standard par la manière de sélectionner les traces. Afin de vérifier l’indépendance des résultats vis-à-vis du choix de l’algorithme, on utilise un échantillon de $J/\psi K_S^0$, généré avec $\sin 2\beta = 0.5$, et on ne conserve de la sélection que les événements retenus par les deux algorithmes à la fois. La figure 10.9 montre la différence entre les deux algorithmes pour la valeur calculée de Δt (en ps): un ajustement par deux gaussiennes permet d’évaluer l’écart-type à 0.04 et 0.31 ps respectivement (la gaussienne étroite contenant environ 80% des événements). Afin de simuler la statistique des données, on divise cet échantillon commun en 92 sous-échantillons de 363 événements chacun, et on estime $\sin 2\beta$ sur chacun. Aucun biais n’est observé, et la RMS vaut 0.026. D’autre part, l’ajustement global est effectué sur les données, pour un échantillon $B_{sav} + CP$ qui passe la sélection des deux algorithmes. Le décalage observé est de 0.05 et 0.15, respectivement pour les canaux *charmonium* K_S^0 et le canal $J/\psi K^{*0}$. Ces deux valeurs sont compatibles avec l’incertitude sur $\sin 2\beta$ due à l’incertitude sur les valeurs centrales des paramètres de la fonction de résolution.³ Le même exercice appliqué à des

3. Je rappelle que cette incertitude est “intégrée” à l’incertitude statistique dans l’ajustement global. Pour estimer cette contribution, l’ajustement est opéré avec tous les paramètres libres *sauf* les paramètres de la fonction de résolution, qui sont fixés à leur valeur ajustée. On compare l’incertitude obtenue sur $\sin 2\beta$ de cette manière à celle fournie par l’ajustement standard: la différence de leur carré est le carré de la contribution recherchée.

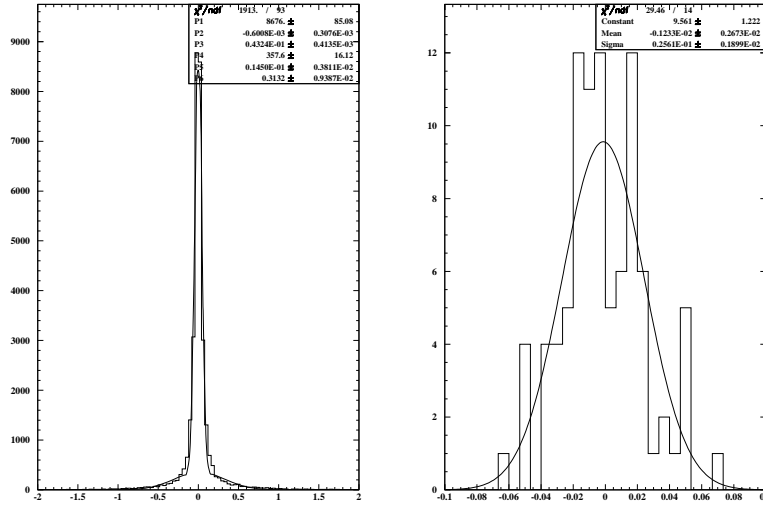


FIG. 10.9 – Comparaison entre les deux algorithmes de calcul de Δt sur le Monte Carlo: a) différence des valeurs de Δt , b) différence de l'estimation de $\sin 2\beta$ sur des sous-échantillons communs.

événements simulés permet de se convaincre de ce dernier point: l'échantillon Monte Carlo $B_{sav} + J/\psi K^{*0}$, où on ne conserve à nouveau que les événements sélectionnés par les deux algorithmes, fournit les valeurs 0.6980 ± 0.0775 pour l'algorithme standard et 0.6989 ± 0.1133 pour le second algorithme. Les autres paramètres sont également compatibles dans les incertitudes. En conclusion, les deux algorithmes donnent des résultats compatibles, et ne justifient pas l'ajout d'une contribution systématique.

Estimation du temps de vie

Pour vérifier la robustesse de l'ajustement, le temps de vie du signal a été estimé séparément dans plusieurs échantillons, inventoriés dans le tableau 10.10. Pour cela, les paramètres de la fonction de résolution ont été fixés à leur valeurs estimées sur l'ajustement global $CP + B_{sav}$. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 10.10. L'accord avec les valeurs expérimentales actuelles [35] est satisfaisant.

Effet du mode de désintégration du J/ψ

Du fait de l'émission de photons de *Bremsstrahlung* dans le cas où les filles du J/ψ sont des électrons, les deux modes de désintégration du J/ψ peuvent présenter des comportements différents. On a utilisé des événements simulés avec $\sin 2\beta = 0.5$, qu'on a ajustés séparément pour ces deux modes. Les résultats sont 0.498 ± 0.027 pour le cas $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ et 0.489 ± 0.027 pour le cas $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ mode. L'accord est donc très bon.

échantillon	τ_B	$\sin 2\beta$
<i>Charmonium</i> K_S^0	1.49 ± 0.13	0.25 ± 0.22
$J/\psi K^{*0}$	1.51 ± 0.35	$\pm 0.20 \pm 1.24$
$B_{sav.}$	1.52 ± 0.03	0.03 ± 0.05
$B^+ \rightarrow \text{Charmonium } X$	1.62 ± 0.06	0.06 ± 0.09

TAB. 10.10 – Valeurs du temps de vie et de $\sin 2\beta$ estimées sur des échantillons CP et des échantillons de contrôle. On rappelle que la valeur moyenne du PDG pour les temps de vie des mésons B est $\tau_{B^0} = 1.548 \pm 0.032$ ps et $\tau_{B^+} = 1.653 \pm 0.028$ ps. Pour cet exercice, τ_B et $\sin 2\beta$ sont les seuls paramètres laissés libres dans l'ajustement.

10.3.3 Homogénéité des données

Plusieurs tests ont été faits, qui visent à s'assurer que l'échantillon ne présente pas de différences notables selon la période de prise de données et les conditions de fonctionnement du détecteur. On renvoie le lecteur à la référence [9] pour une étude détaillée et on se contente ici de rappeler la nature des tests qui ont été effectués.

Voltage dans la DCH

Au cours de la campagne de prise de données, le voltage de la DCH a été changé de 1900 V à 1960 V, ce qui influe sur l'efficacité de reconstruction des traces. L'estimation de $\sin 2\beta$ a été effectuée séparément sur les deux ensembles correspondants, et les deux valeurs sont compatibles dans les incertitudes statistiques.

Alignement du SVT

Durant la campagne 1999-2000, l'alignement du SVT a également été modifié. En séparant l'échantillon suivant les différents alignements et en estimant $\sin 2\beta$ sur chacun d'entre eux, aucune différence significative n'est à relever.

10.3.4 Echantillons de contrôle

Les échantillons $B_{sav.}$ ainsi que les échantillons *Charmononium* $K^{(*)}$ non-CP, sélectionnés sur les données, peuvent servir d'échantillons de contrôle dans la mesure de $\sin 2\beta$: ils doivent mener à une valeur compatible avec 0. Les paramètres de résolution et d'étiquetage sont ici fixés à leur valeur estimée sur l'échantillon $B_{sav.}$. De plus, on estime la fraction de bruit grâce à l'ajustement gaussienne+Argus discuté au début de ce chapitre. Les deux seuls paramètres laissés libres sont donc $\sin 2\beta$ et la fraction de bruit de fond à temps de vie nul (fraction supposée identique pour toutes les catégories d'étiquetage). On néglige le bruit de fond gaussien dans les résultats ci-dessous. Ce traitement nous permet d'étudier de la même façon les différents canaux rassemblés dans le tableau 10.11.

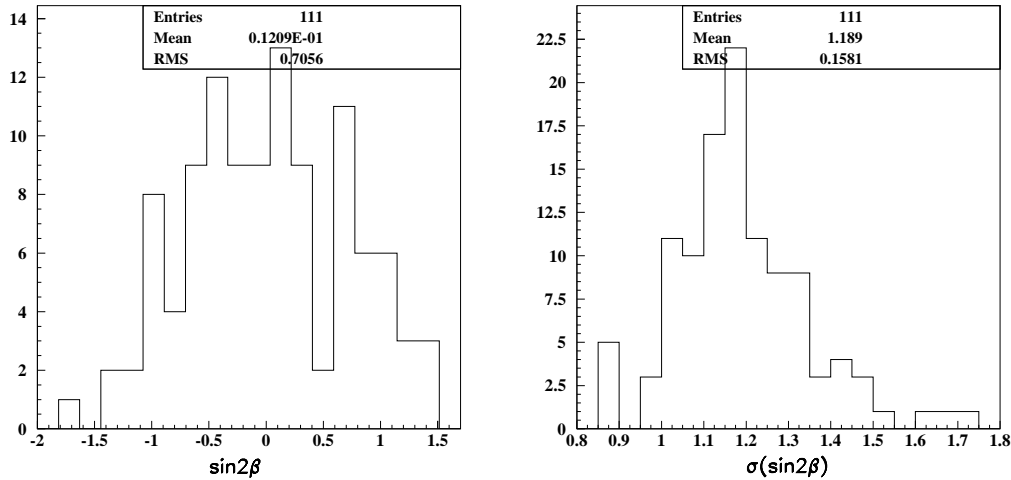
Toutes les valeurs obtenues pour l'asymétrie sont compatibles avec 0, à l'incertitude de mesure près. L'utilisation des paramètres ajustés grâce à l'échantillon $B_{sav.}$ ne produisent

canal	asymétrie
B_{sav} (sans $J/\psi K^{*0}$)	0.00 ± 0.06
$B^0 \rightarrow J/\psi K^{*0}(K^\perp \pi^+)$	0.25 ± 0.17
$B^\pm \rightarrow J/\psi K^{*\pm}(K_S^0 \pi^\pm)$	0.07 ± 0.30
$B^\pm \rightarrow J/\psi K^{*\pm}(K^\pm \pi^0)$	0.04 ± 0.31
$B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$	0.16 ± 0.11
$B^\pm \rightarrow \psi(2S)K^\pm$	0.04 ± 0.29

TAB. 10.11 – Résultats de l'estimation de l'asymétrie CP dans les échantillons de contrôle.

donc aucun biais significatif. Pour renforcer cette conclusion, j'ai également opéré l'ajustement global sur l'échantillon B_{sav} sans le canal $J/\psi K^{*0}(K^\perp \pi^+)$, celui-ci remplaçant le canal CP. Le résultat est $\sin 2\beta = 1.024 \pm 0.17$, comparable à celui du tableau 10.11. De plus, aucun écart significatif dans les autres paramètres ajustés n'est à signaler.

D'autre part, on divise l'échantillon B_{sav} en sous-échantillons de la taille de la sélection du canal $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$, qu'on ajuste comme pour ce dernier (seul $\sin 2\beta$ est laissé libre). On obtient les distributions de $\sin 2\beta$ et de son incertitude, rassemblées sur la figure 10.10. La distribution de $\sin 2\beta$ est bien centrée sur 0, avec un écart-type de 0.7, et de surcroît on

FIG. 10.10 – Distribution de $\sin 2\beta$ (à droite) et de son incertitude (à gauche), estimées sur les données, en échantillonnant la collection d'événements B_{sav} à la dimension de l'échantillon $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$.

vérifie à nouveau que l'incertitude statistique obtenue pour la mesure de $\sin 2\beta$ dans le canal $J/\psi K^{*0}$ est raisonnable. La même procédure a été appliquée aux canaux *charmonium* K_S^0 , et permet de tirer les mêmes conclusions.

Contrôle du contenu CP du bruit de fond $J/\psi K^{*0}$

Afin de vérifier la valeur CP intrinsèque du bruit de fond du canal $J/\psi K^{*0}$, les événements sélectionnés dans la région du bruit en ΔE , c'est-à-dire pour lesquels $|\Delta E| > 50$ MeV, sont ajustés comme le signal. Suite à la discussion du chapitre 7, on s'attend à n'avoir que très peu de signal ou de bruit de fond de type non résonant dans cet échantillon. Les 11 événements étiquetés permettent d'estimer le contenu CP intrinsèque à $\pm 0.1 \pm 1.1$. L'échantillon est trop faible pour permettre de mesurer précisément ce paramètre. Ceci justifie *a posteriori* la stratégie adoptée dans le chapitre 7, à savoir l'utilisation des événements simulés de type $J/\psi X$. Le résultat obtenu alors est compatible avec l'ajustement ci-dessus.

10.4 Etudes des incertitudes systématiques

On détaille ici les différentes contributions à l'incertitude systématique sur la mesure de $\sin 2\beta$. Un tableau récapitulatif est donné en fin de section. Sauf mention explicite du contraire, l'évaluation des incertitudes systématiques est obtenue par une estimation où seul $\sin 2\beta$ est un paramètre libre.

10.4.1 Validation de la technique de mesure sur le Monte Carlo

On a vu ci-dessus que la validation de l'estimateur sur l'échantillon MonteCarlo d'événements $J/\psi K_S^0$ indique qu'une incertitude de ± 0.014 doit être assignée comme incertitude systématique à l'estimation de $\sin 2\beta$ (*c.f.* figure 10.8).

Dans le cas du canal $J/\psi K^{*0}$, on doit vérifier de plus que la correction à la valeur CP effective ($1 \pm 2R_\perp$), discutée à l'annexe C, n'introduit pas de biais. Pour ce faire on a rassemblé la totalité des événements de signal disponibles sur le Monte Carlo, qu'on divise en sous-échantillons de 50 événements chacun. Le résultat de l'estimation de $\sin 2\beta$ sur ces derniers est illustré sur la figure 10.11. Dans la limite de la statistique disponible, aucune déviation de la valeur générée n'est observée. Afin d'être conservatif, on assigne l'incertitude sur la valeur centrale du résidu, soit 0.08, comme incertitude systématique pour le canal $J/\psi K^{*0}$.

10.4.2 “Universalité” de la fonction de résolution et des paramètres d'étiquetage

On a déjà souligné le fait que la méthode adoptée pour l'estimation de $\sin 2\beta$ repose sur l'hypothèse fondamentale que la fonction de résolution et les performances d'étiquetage sont “universelles”, et peuvent donc être obtenues sur les données grâce au très large échantillon B_{sav} . On rend compte ici de l'incertitude sur cette hypothèse.

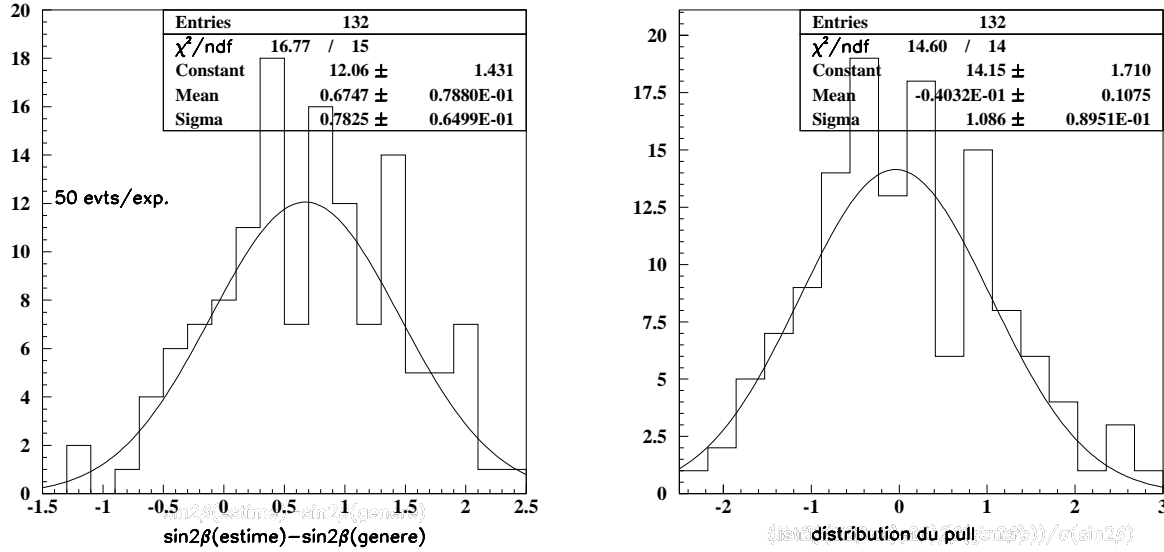


FIG. 10.11 – Résultats de la mesure de $\sin 2\beta$ sur les échantillons Monte Carlo de 50 événements chacun. A gauche: distribution du résidu. A droite: distribution du pull. La valeur générée de $\sin 2\beta$ est 0.7.

Incertainitude sur l’“universalité” de l’étiquetage

Les paramètres d’étiquetage sont évalués séparément sur les échantillons simulés B_{sav} et CP. La table 9.5 du chapitre précédent rassemble les valeurs obtenues pour les dilutions. Pour estimer l’incertitude sur $\sin 2\beta$, on mesure $\sin 2\beta$ en utilisant les valeurs Monte Carlo obtenues sur l’échantillon $J/\psi K_S^0$, puis celles obtenues sur l’échantillon B_{sav} . L’écart obtenu sur $\sin 2\beta$, qu’on assigne comme incertitude systématique, vaut 0.008 pour les canaux *charmonium* K_S^0 et 0.006 pour le canal $J/\psi K^{*0}$.

Il est important de faire une remarque à ce stade, qu’on a laissé en suspens à la fin du chapitre précédent. Il existe trois types d’incertitudes sur les paramètres d’étiquetage, entraînant une incertitude sur $\sin 2\beta$. Tout d’abord, les valeurs centrales des paramètres sont connues avec une incertitude due à la limite statistique de l’échantillon B_{sav} . Il en résulte une incertitude sur $\sin 2\beta$, qui est prise en compte dans l’incertitude statistique fournie par l’ajustement global. Une deuxième source d’incertitude provient de l’incertitude sur l’exactitude de l’hypothèse d’universalité des performances d’étiquetage. L’incertitude systématique sur $\sin 2\beta$ est estimée ci-dessus. La troisième source d’incertitude provient d’un biais systématique sur la valeur des paramètres d’étiquetage, intrinsèque à l’estimateur du maximum de vraisemblance. Ce biais semble être présent dans la catégorie **kaon**, comme il a été vu à la fin du chapitre précédent. Aucune correction n’est appliquée dans ce dernier cas, car notre but n’est pas d’estimer la valeur des paramètres d’étiquetage. Si un tel biais a un effet sur la valeur centrale de $\sin 2\beta$, cet effet doit être visible dans les études sur Monte Carlo de la section 10.3.1. Aucun biais n’est visible, et seule une contribution à

l'incertitude systématique, due à la taille finie du Monte Carlo, est assignée.

Incertitude sur l'“universalité” de la fonction de résolution

A l'instar du paragraphe précédent, on compare les paramètres de la fonction de résolution, extraits à partir des échantillons simulés B_{sav} . Ces derniers sont rassemblés dans la table 8.3. Le décalage observé sur $\sin 2\beta$ lorsqu'on utilise l'un ou l'autre de ces ensembles de paramètres vaut 0.001 pour les canaux *charmonium* K_S^0 et 0.021 pour le canal $J/\psi K^{*0}$. Ces valeurs sont assignées comme incertitude systématique. Notons enfin que les remarques faites à la fin du paragraphe précédent, au sujet des paramètres d'étiquetage, sont entièrement transposables ici.

Corrélation résolution/étiquetage

Une hypothèse implicite est faite, qui consiste à considérer que les paramètres de la fonction de résolution sont indépendants du fait que l'étiquetage soit correct ou non. On peut imaginer, par exemple, qu'un lepton primaire non identifié, d'où découlerait une erreur d'étiquetage, soit également absent de l'ensemble des traces utilisé pour mesurer le vertex du B_{tag} . Pour estimer l'impact de cette hypothèse sur l'estimation de $\sin 2\beta$, on sépare l'échantillon simulé *charmonium* en deux sous-ensembles, suivant que l'étiquetage est correct ou non, et on estime $\sin 2\beta$, ainsi que les paramètres de la fonction de résolution, séparément sur ces deux échantillons (les dilutions D sont fixées respectivement à $+1$ et -1 pour les échantillons “corrects” et “incorrects”). On compare la moyenne pondérée des deux valeurs de $\sin 2\beta$ obtenues à celle qui résulte de l'estimation sur l'ensemble des deux échantillons, où les dilutions D sont fixées à leur valeur vraie. L'écart obtenu est de 0.007, assigné comme incertitude systématique.

10.4.3 Incertitude sur la modélisation de la fonction de résolution

Différents modèles ont été testés pour estimer l'impact sur $\sin 2\beta$ du modèle à trois gaussiennes. On estime l'incertitude imputée sur $\sin 2\beta$ à 0.021.

Incertitude sur la modélisation des *outliers*

On tient compte des *outliers* grâce à la présence d'une gaussienne très large. Ses deux paramètres sont fixés dans l'ajustement. Ce modèle simple donne lieu à une incertitude sur l'estimation de $\sin 2\beta$. Pour évaluer cette dernière, on varie la largeur de la gaussienne entre 4 et 12 ps, et sa valeur centrale entre -2 ps et $+2$ ps. On a remplacé par ailleurs le modèle gaussien par un modèle plat, borné entre -17 et $+17$ ps.

Le tableau 10.12 rassemble les résultats sur les variations correspondantes de $\sin 2\beta$. En conséquence, une incertitude systématique de 0.012 et de 0.021 est assignée à la mesure de $\sin 2\beta$ dans les canaux *charmonium* K_S^0 et $J/\psi K^{*0}$ respectivement, pour tenir compte de ces effets.

Largeur/Valeur centrale	$\delta \sin 2\beta$ <i>Charmonium</i> K_S^0 $J/\psi K^{*0}$	
modèle gaussien		
8/0	–	–
4/0	± 0.001	0.008
12/0	$+0.007$	0.007
8/-2	± 0.001	-0.009
8/+2	$+0.002$	0.014
modèle plat entre -17 and +17 ps		
34/0	± 0.010	0.008
Incertitude syst.	± 0.012	0.021

TAB. 10.12 – *Evaluation de l'incertitude sur $\sin 2\beta$, due à la modélisation des outliers par une gaussienne de largeur et valeur centrale fixées respectivement à 8 ps et 0 ps.*

10.4.4 Paramètres du bruit de fond

Cette section rassemble les contributions à l'incertitude systématique engendrées par une évaluation erronée de la fraction de bruit de fond. On rappelle que, dans le cas des modes *charmonium* K_S^0 , le bruit de fond est scindé en deux composantes: une composante Argus est estimée par un ajustement de M_{ES} sur l'intervalle $[5.2, 5.3]$ GeV/ c^2 , et une composante gaussienne qui a toutes les propriétés du signal est estimée à partir du Monte Carlo, et constitue un paramètre fixe dans l'estimation de $\sin 2\beta$. Dans le cas du canal $J/\psi K^{*0}$, la fraction de bruit de fond est un paramètre fixe, et les événements à basse masse ne sont pas considérés. Du point de vue de l'ajustement de $\sin 2\beta$, il s'agit donc d'un bruit de fond entièrement gaussien.

Probabilité signal/bruit de fond Argus

On utilise l'ajustement sur M_{ES} pour évaluer la fraction de la composante Argus qui se trouve dans la région du signal $[5.27, 5.29]$ GeV/ c^2 , ainsi que son incertitude. Cette procédure est appliquée indépendamment pour l'échantillon *charmonium* K_S^0 et pour l'échantillon B_{sav} . L'ajustement global sur $\sin 2\beta$ est réévalué en utilisant cette fraction globale, puis en la variant de $\pm 1\sigma$. On obtient une variation de ± 0.003 pour $\sin 2\beta$. Par ailleurs, l'estimation de la fraction de bruit de fond Argus peut être erronée, du fait d'une mauvaise estimation de la valeur $E_{\text{beam}} = 5.291$ GeV. On tient compte de l'incertitude sur cette valeur en la faisant varier de ± 2 MeV. Les événements situés au-dessus du point d'arrêt correspondant ne sont pas inclus dans l'estimation de $\sin 2\beta$ (21 événements B_{sav} et 1 événement CP sont ainsi écartés). L'effet sur $\sin 2\beta$ est de ± 0.001 . Additionnée en quadrature avec l'incertitude systématique précédente, cette contribution est donc négligeable.

En conséquence, l'incertitude systématique sur $\sin 2\beta$ due à l'incertitude sur la fraction de bruit de fond Argus est estimée à ± 0.003 .

Composante gaussienne du bruit de fond (échantillon *charmonium* K_S^0)

On rappelle que la fraction de bruit de fond gaussien est estimée sur des événements simulés $J/\psi X$ (*c.f.* table 7.7). On assigne une incertitude systématique sur $\sin 2\beta$ en variant cette fraction de bruit de fond de 100% autour de la valeur centrale décrite ci-dessus, afin de tenir compte aussi bien de la statistique limitée du MonteCarlo que de l'incertitude sur les rapports de branchement et de l'effet de la coupe $p_{J/\psi}^* > 1.3$ GeV. L'incertitude systématique résultante est de ± 0.002 .

Contenu CP du bruit de fond

Le contenu CP supposé du bruit de fond Argus est varié de 0 à ± 1 , ce qui entraîne une incertitude systématique de ± 0.014 sur $\sin 2\beta$. De même le contenu CP du bruit de fond gaussien entraîne une incertitude de ± 0.004 .

Temps de vie et fonction de résolution du bruit de fond (échantillon *charmonium* K_S^0)

Le temps de vie du bruit de fond a été varié de 0.7 à 2.5 ps, entraînant une incertitude systématique de ± 0.00004 , donc négligeable. D'autre part, la fonction de résolution est supposée la même pour le bruit de fond CP et le bruit de fond B_{sav} . L'écart sur $\sin 2\beta$ de 0.002, qui a lieu lorsque la fonction de résolution du signal est utilisée à la place, est assignée comme incertitude systématique.

Contribution de type *Mixing* dans le bruit de fond de l'échantillon B_{sav}

On rappelle que le bruit de fond à temps de vie non nul de l'échantillon B_{sav} est modélisé uniquement par une distribution de type “*B* chargé” (*c.f.* annexe B). Si on choisit à l'inverse le modèle *Mixing* pour ce bruit de fond, la valeur de $\sin 2\beta$ est décalée de ± 0.001 pour l'échantillon *charmonium* K_S^0 et de ± 0.0005 pour l'échantillon $J/\psi K^{*0}$.

Bruit de fond gaussien de l'échantillon B_{sav}

Dans l'annexe D, on discute brièvement la présence d'une composante gaussienne du bruit de fond dans l'échantillon B_{sav} . Celle-ci est estimée à $1.5 \pm 1.0\%$. L'incertitude sur cette valeur entraîne une incertitude sur $\sin 2\beta$ de ± 0.0001 , donc négligeable, pour l'échantillon $J/\psi K_S^0$, ainsi que pour l'échantillon $J/\psi K^{*0}$.

Bruit de fond de l'échantillon $J/\psi K^{*0}$

Dans le chapitre 7, les incertitudes sur la fraction de bruit de fond et sur son contenu CP sont estimées respectivement à ± 0.05 et ± 0.14 . En variant séparément les valeurs correspondantes dans l'ajustement de $\sin 2\beta$, on obtient un décalage de 0.01 et 0.08, assignés comme incertitudes systématiques. Enfin, on rappelle que la modélisation du bruit de fond suppose qu'il a toutes les propriétés du signal. On estime l'incertitude sur $\sin 2\beta$ due à cette hypothèse en affectant le bruit de fond des dilutions des *B* chargés, rassemblées dans le

tableau 10.4, et du temps de vie des B chargés. On en déduit une contribution de ± 0.004 à l'incertitude systématique. De même, l'utilisation des paramètres du tableau 8.6 en lieu et place des paramètres du signal, dans l'ajustement de $\sin 2\beta$ sur le Monte Carlo, provoque un décalage de 0.004, qui contribue à l'incertitude systématique.

10.4.5 Paramètres externes

Le temps de vie du B^0 ainsi que le paramètre Δm sont variés suivant le PDG 2000 [35]. Pour les canaux *charmonium* K_S^0 , on assigne 0.012 et 0.005 comme incertitudes systématiques dues respectivement à l'incertitude sur Δm et sur τ_B . Pour le canal $J/\psi K^{*0}$, ces valeurs sont 0.038 et 0.019.

Incertitude sur l'analyse angulaire pour le canal $J/\psi K^{*0}$

On rappelle que l'estimation de $\sin 2\beta$ dans le canal $J/\psi K^{*0}$ dépend des résultats de l'analyse angulaire discutés au chapitre 3, par l'intermédiaire de la valeur CP effective $\eta_{CP}^{eff}(J/\psi K^{*0}) = 1 \pm 2R_\perp$. De plus, cette valeur doit être corrigée de l'effet de l'acceptance, qui dépend principalement de l'angle $\cos \theta_K$. La discussion de cette correction fait l'objet de l'annexe C, d'où il ressort que la valeur CP effective est estimée à :

$$D_\perp = 0.65 \pm 0.06. \quad (10.2)$$

La valeur centrale de (10.2) est un paramètre fixé de l'estimateur du maximum de vraisemblance. On varie celui-ci de ± 0.06 pour estimer l'impact sur $\sin 2\beta$. On obtient une variation de ± 0.02 , qu'on assigne comme contribution à l'incertitude systématique.

10.4.6 Effets de détecteur

Plusieurs hypothèses de reconstruction erronée ont été simulés, pour estimer l'effet attendu sur $\sin 2\beta$. A cet effet, seuls les scénarios réalistes ont été retenus. Pour bénéficier d'une statistique suffisante sur le Monte Carlo, seul le canal $J/\psi K_S^0$ est étudié ici, et les résultats sont reportés comme incertitudes systématiques dans le canal $J/\psi K^*$ également.

Incertitude sur le *boost*

On a vu à la section 8.3.1 que le paramètre de *boost* $\beta\gamma$ est connu, sur la base d'une nouvelle calibration à chaque nouvelle série de prises de données, avec une précision meilleure que 0.3%. Pour tenir compte de cette incertitude, l'échantillon simulé $J/\psi K_S^0$ a été sélectionné avec une valeur de Δt réévaluée de $\pm 0.3\%$. L'effet sur $\sin 2\beta$ est estimé à ± 0.002 .

Echelle de l'axe z

L'incertitude d'échelle sur la mesure de Δt due à l'étalonnage de l'axe z est estimée à moins de 1%. La même procédure qu'au paragraphe précédent permet d'évaluer l'impact sur $\sin 2\beta$ à 0.011.

Alignement du SVT

Enfin, plusieurs modèles d'incertitudes d'alignement ont été simulés et étudiés sur le même échantillon de $J/\psi K_S^0$. On estime l'incertitude sur $\sin 2\beta$ correspondante à ± 0.031 .

10.4.7 Tableau récapitulatif

Le tableau 10.13 rassemble les différentes contributions à l'incertitude systématique sur la mesure de $\sin 2\beta$, détaillées ci-dessus. On rappelle que la contribution de l'incertitude sur les paramètres estimés dans l'ajustement global présenté au début de ce chapitre est déjà incluse dans l'incertitude statistique sur $\sin 2\beta$.

Il est intéressant de noter que, dans le cas des canaux *charmonium* K_S^0 , les contributions dominantes sont directement liées à la compréhension de la résolution sur Δz . Dans le cas du canal $J/\psi K^{*0}$, les deux contributions dominantes sont l'incertitude sur le contenu CP du bruit de fond, et l'incertitude due à la statistique du Monte Carlo. On s'attend donc à voir l'incertitude systématique diminuer en partie avec l'augmentation de la statistique disponible.

10.5 Conclusion

La mesure de $\sin 2\beta$ a été effectuée sur les canaux *charmonium* K_S^0 et $J/\psi K^{*0}$. Ce dernier résultat constitue la première mesure de $\sin 2\beta$ dans le canal $J/\psi K^{*0}$, et fera l'objet d'une publication à l'été 2001. Les canaux *charmonium* K_S^0 ont par contre été associés au canal $J/\psi K_L$ pour la première publication de BABAR sur le sujet [8]. Les résultats complets sont donc les suivants:

$$\sin 2\beta = \begin{cases} \begin{matrix} \pm 0.19 & \pm & 1.24 & \pm & 0.13 \\ 0.24 & \pm & 0.22 & \pm & 0.05 \\ 0.87 & \pm & 0.51 & \pm & 0.14 \\ 0.34 & \pm & 0.20 & \pm & 0.05 \end{matrix} & \begin{matrix} (J/\psi K^{*0}) \\ (J/\psi + \psi(2S)K_S^0) \\ (J/\psi K_L) \\ (J/\psi K_S^0, \psi(2S)K_S^0 + J/\psi K_L[8]) \end{matrix} \end{cases} \quad (10.3)$$

Les résultats publiés sont rassemblés de façon graphique sur la figure 10.12. Les résultats expérimentaux sont compatibles, et leur moyenne donne une preuve de la violation de CP dans le système $B\bar{B}$, à 3 écarts standards. La valeur centrale obtenue par BABAR est toutefois plus basse que la valeur attendue par un ajustement des paramètres de la matrice CKM dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$:⁴

$$\sin 2\beta = 0.698 \pm 0.066 [26], \quad (10.4)$$

$$\sin 2\beta \in 0.46 \pm 0.89 [36]. \quad (10.5)$$

La figure 10.13 présente le résultat de l'ajustement dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, pour la deuxième méthode: Les prochaines mesures, avec une plus grande statistique, sont donc attendues

4. Les différences de méthodes de ces deux analyses ont été soulignées à la fin du chapitre 2.

Source	Echantillon CP	
	<i>Charmonium</i> K_S^0	$J/\psi K^{\star 0}$
Paramètres du signal		
Fonction de résolution	± 0.001	± 0.021
Modélisation des “outliers”	± 0.012	± 0.021
Corrélation résolution/étiquetage	± 0.007	
Paramètres d’étiquetage	± 0.008	± 0.006
Modèle de la fonction de résolution	± 0.021	
Paramètres du bruit de fond		
Ajustement Argus dans l’échantillon CP	± 0.003	—
Composante gaussienne dans l’échantillon CP	± 0.002	—
Contenu CP (partie Argus) dans l’échantillon CP	± 0.017	—
Contenu CP (partie gaussienne) dans l’échantillon CP	± 0.004	—
Fonction de résolution du bruit dans l’échantillon CP	± 0.002	—
Ajustement Argus dans l’échantillon B_{sav}	± 0.001	
Contribution de type “mixing” dans l’échantillon B_{sav}	± 0.001	± 0.001
Paramètres externes		
Temps de vie du B^0	± 0.005	± 0.019
Δm	± 0.013	± 0.038
$J/\psi K^{\star 0}$		
Fraction de bruit de fond	—	0.01
Contenu CP du bruit de fond	—	0.08
Modélisation du bruit de fond	—	0.006
Incertitude sur R_\perp	—	0.02
Effets du détecteur		
Echelle des z	0.011	
Incertitude sur le “boost”	± 0.002	
Alignement du SVT	0.031	
Limite statistique du Monte Carlo	± 0.014	± 0.080
Incertitude systématique totale	0.05	0.13
Incertitude statistique	0.22	1.24

TAB. 10.13 – *Résumé des contributions à l’incertitude systématique sur $\sin 2\beta$.*

avec impatience, afin de confirmer cette valeur basse de $\sin 2\beta$. L’agrégation de nouveaux canaux, et au premier chef le canal $J/\psi K^{*0}$, est également fortement souhaitable.

Ce travail de thèse a permis d’étudier ce canal en détail, en particulier du point de vue du comportement du bruit de fond et de l’analyse de la violation de CP dans un mode Vecteur-Vecteur. Fort de ce premier résultat, et compte-tenu du fait que les amplitudes et les phases de la distribution angulaire des canaux $B \rightarrow J/\psi K^*$ ont été mesurées par

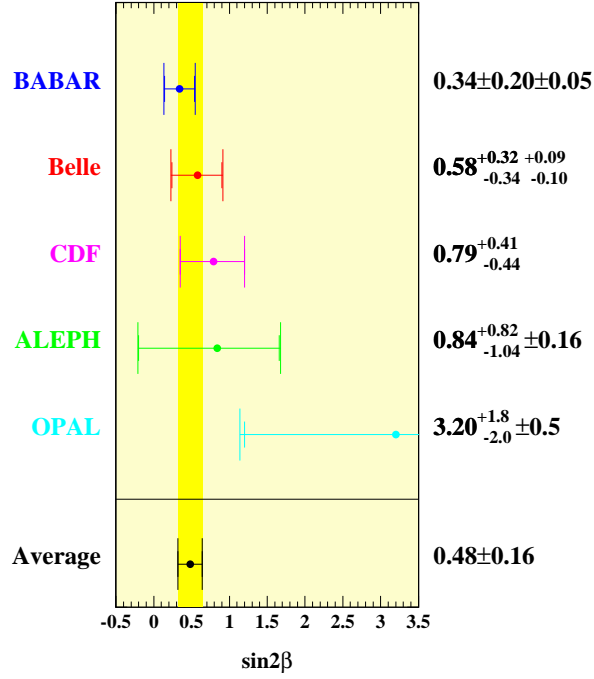


FIG. 10.12 – Illustration graphique des différentes mesures du paramètres $\sin 2\beta$. La moyenne mondiale qui en résulte est également présentée. Les références sont, de haut en bas: [8], [17], [1], [14] et [3].

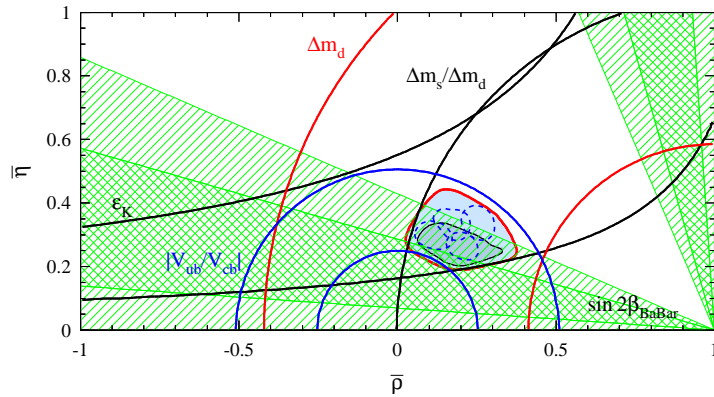


FIG. 10.13 – Contraintes sur le sommet du triangle d'unitarité dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, avec la contribution de la mesure de BABAR sur $\sin 2\beta$. Les ellipses sont les contours à 95% C.L. pour différents choix des paramètres théoriques.

BABAR avec une précision accrue, on peut espérer mesurer $\sin 2\beta$ dans le canal $J/\psi K^{*0}$ en utilisant la distribution angulaire complète. Des résultats préliminaires indiquent que la

sensibilité pourrait augmenter de 40% environ.

Conclusion

Ce travail de thèse représente ma contribution à l'expérience BABAR. J'ai participé activement à la construction de ce détecteur, dans le cadre de la mise au point de la procédure de contrôle qualité des radiateurs de quartz du DIRC (*c.f.* chapitre 5). D'autre part, mon travail d'analyse a porté sur la mesure de $\sin 2\beta$, sujet "phare" de la première année d'activité de BABAR. J'ai plus spécifiquement étudié le canal $J/\psi K^{*0}$, qui présente la particularité d'avoir deux mésons vecteurs dans l'état final, et donc de nécessiter une analyse angulaire préalable. J'ai obtenu le résultat suivant :

$$\sin 2\beta = -0.19 \pm 1.24 \pm 0.13.$$

La résolution de ce canal est donc dominée par la statistique. L'incertitude systématique est due en premier lieu à la limitation statistique actuelle du Monte Carlo, et à la méconnaissance du contenu CP du bruit de fond. Celui-ci, présent à hauteur de 26% dans l'échantillon final, inclut en effet des modes $K\pi$ non K^* , dont les rapports de branchement sont mal mesurés et qui nécessite dans certains cas une analyse angulaire, à l'instar du signal. Afin d'améliorer la sensibilité à la mesure de $\sin 2\beta$, on peut suivre deux directions (non exclusives l'une de l'autre).

- On peut chercher à discriminer entre le signal et le bruit grâce à la distribution d'une variable pertinente. Cette distribution, étudiée sur le Monte Carlo, permet de définir une densité de probabilité pour le bruit et le signal. On peut alors assigner à chaque événement une probabilité d'être du signal ou du bruit, en fonction de la valeur prise par la variable. Une telle méthode nécessite toutefois une statistique suffisante au niveau Monte Carlo, pour correctement modéliser la densité de probabilité. Cette remarque justifie que je n'ai pas suivi cette option dans l'analyse présentée ici. La variable qui me semble la plus indiquée est $\cos \theta_K$ (*c.f.* chapitre 6), dont la distribution pour le bruit de fond est concentrée à proximité de la borne supérieure $\cos \theta_K = 1$. Cette variable, liée à la distribution angulaire, doit être toutefois correctement simulée pour le signal comme pour le bruit. Si cette condition est vérifiée pour le bruit de fond dominant, issu du transfert du canal $J/\psi K^{*\pm}(K_S^0\pi^\pm)$ vers le canal CP par échange de pion mou, il n'en va pas de même des autres composantes.
- La deuxième solution consiste à étudier la distribution angulaire totale du signal, définie par l'équation (3.23). Théoriquement, elle permet un gain de 20% environ sur la sensibilité, mais elle est complexe à mettre en oeuvre.

En comparaison de ces deux méthodes, j'ai opté pour une approche simplifiée, justifiée par la taille de l'échantillon de données disponible pour cette première campagne de prise de données de BABAR. Les résultats que j'obtiens permettent, à mon sens, d'inclure le mode $J/\psi K^{*0}$ dans l'ensemble des canaux servant à la mesure de $\sin 2\beta$, tout en éclairant des pistes possibles pour une amélioration, dans un proche futur, de sa sensibilité. L'étude de la distribution de $\cos \theta_K$ est d'après moi la première priorité.

Bibliographie

- [1] Measurement of the CP violation parameter $\sin 2\beta$ in $B^0/\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$ decays, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5513.
- [2] Experimental study of opposite sign dimuons produced in neutrino and anti-neutrinos interactions, H. Abramowicz *et al.*, Z. Phys. **C15** (1982) 19.
- [3] Investigation of CP violation in $B^0 \rightarrow J/\psi K^0(s)$ decays at LEP, K. Ackers-taff *et al.*, Eur. Phys. J. **C5** (1998) 379.
- [4] Reconstruction of B mesons, H. Albrecht *et al.* (ARGUS collaboration), Phys. Lett. **B185** (1987) 218.
- [5] Combined results on B -hadron production rates, lifetimes, oscillations and semileptonic decays, ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL and SLD Collaborations, SLAC-PUB-8492 et CERN-EP-2000-096, Compilation of results shown at various conferences.
- [6] Determination of the $B \rightarrow D^* l \nu$ Decay Width and $|V_{cb}|$, J.P. Alexander *et al.*, CLEO Collaboration, CLEO CONF 00-03, Talk given at 30th International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 2000), Osaka, Japan, 27 Jul - 2 Aug 2000.
- [7] The BABAR Detector at the PEP-II B Factory, B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), SLAC-PUB-8569, to be submitted to Nucl. Instrum. Methods.
- [8] Measurement of CP-Violating Asymmetries in B^0 Decays to CP Eigenstates, B. Aubert *et al.* (BABAR Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 2515.
- [9] Documentation of the $\sin 2\beta$ Run 1 analysis not found in other supporting BAD notes ($\sin 2\beta$ specific studies), BABAR Analysis Document # 115, PRD en préparation.
- [10] A study of time-dependent CP-asymmetries in $B^0 \rightarrow J/\psi K^0_S$ and $B^0 \rightarrow \psi(2S) K^0_S$ decays, BABAR Collaboration, BABAR-CONF-00/01, SLAC-PUB-8540, hep-ex/0008048, présenté à CLHEP2000, Osaka 2000.
- [11] Charmonium and Electroweak penguins BABAR Collaboration, XXXVIèmes Rencontres de Moriond, QCD and High Energy Hadronic Interactions 17-24 mars 2001, Les Arcs, France.
- [12] Measurement of the $B \rightarrow J/\psi K^*$ decay amplitudes, BABAR Analysis Document # 154, to be submitted to Phys. Rev. Lett.

- [13] The BABAR physics book: physics at an asymmetric B factory, BABAR Collaboration, SLAC-R-504 (1998).
- [14] Study of the CP asymmetry of $B^0 \rightarrow J/\Psi K^0(S)$ decays in ALEPH, R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B492** (2000) 259.
- [15] Present knowledge of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa matrix, M. Bargiotti *et al.*, Report Hera-B 00-012, Riv. Nuovo Cim. **23** (2000) 1.
- [16] Measurement of $B \rightarrow \rho$ lepton neutrino decay and $\rightarrow V(UB)$, B.H. Behrens *et al.*, CLEO Collaboration, Phys. Rev **D61** (2000) 052001.
- [17] Measurement of the CP Violation parameter $\sin 2\phi(1)$ in $B^0(D)$ meson decays, A. Abashian *et al.*, BELLE Collaboration, Phys.Rev.Lett.86:2509-2514,2001
- [18] Fits of Transversity Angle Distributions: Moments, Least Squares, Likelihood, and all that..., D. Bernard, BABAR Note 509 (2000).
- [19] Semileptonic decays of charmed mesons produced in electron - positron annihilation, F. Bletzacker, H.T. Nieh and A. Soni, Phys. Rev. **D16** (1977) 732.
- [20] Waiting for the top quark mass, $K^+ \rightarrow \pi^+$ neutrino anti-neutrino, $B(S)^0$ - anti- $B(S)^0$ mixing and CP asymmetries in B decays. A.J. Buras, M.E. Lautenbacher, G. Ostermaier, Phys. Rev. **D 50** (1994) 3433.
- [21] Quark Mixing, CP Violation and Rare Decays after the Top Quark Discovery, A. Buras et R. Fleischer, TUM-HEP-275-97, TTP-97-15, publié dans Heavy Flavour II, World Scientific, 1998, p65.
- [22] Unitary symmetry and leptonic decays, N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [23] CP Violation, G. Castelo Branco, L. Lavoura, J. P. Silva, Oxford University Press (1999).
- [24] First direct measurement of the ratio of branching fractions $B(t \rightarrow Wb)/B(t \rightarrow Wq)$ and of the CKM element $|V_{tb}|$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, CDF Collaboration, CDF/PUB/TOP/CDFR/5028 (1999).
- [25] Evidence for the 2π decay of the K_2^0 meson, J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch et R. Turlay, Phys. Rev. Lett., **13** (1964), 138.
- [26] 2000 CKM triangle analysis: a critical review with updated experimental inputs and theoretical parameters, M. Ciuchini, *et al.*, LAL 00-77, ROME1-1307/00, RM3-TH/00-16, hep-ph/0012308, 9 Mars 2001, soumis à JHEP.
- [27] Study of exclusive two body B^0 meson decays to charmonium, P. Avery *et al.* (CLEO Collaboration), CLNS-00-1671, CLEO-00-8, Phys. Rev. **D62** (2000) 051101.
- [28] Optical properties of the DIRC fused Silica Cherenkov Radiator, J. Cohen-Tanugi, M. Convery, B. Ratcliff, X. Sarazin, J. Schwiening, and J. Va'vra, ICFA Instrumentation, Volume 21, 2000.

- [29] Development of a Digital Microscope for the DIRC Quartz Bar Quality Control, J. Cohen-Tanugi, M. Convery, M. McCulloch, R. Reif, J. Schwiening, J. Va'vra, Dirc Note # 132.
- [30] M. Convery, B. Ratcliff, J. Schwiening, J. Va'vra, DIRC Note # 87.
- [31] K-M angles and SU(3) breaking in hyperon beta decay, J.F. Donoghue, B.R. Holstein, and S.W. Klimt, Phys. Rev. **D35** (1987) 934.
- [32] How to extract CP violating asymmetries from angular correlations, I. Dunietz *et al.*, Phys. Rev. **D43** (1991) 2193.
- [33] Analyse angulaire des canaux $B \rightarrow J/\psi K^*$ dans l'expérience BABAR: Mesure des amplitudes et des phases, S. Ferrag, thèse à soutenir.
- [34] Weak mixing angles from semileptonic decays using the quark model, B. Grinstein, N.Isgur, and M.B. Wise, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 298.
- [35] Review of particle physics. particle data group, D. E. Groom *et al.*, The European Physical Journal **C15** (2000) 1.
- [36] Constraining the CKM Matrix, A. Höcker, H. Lacker, S. Laplace et F. Le Diberder, BABAR Analysis Document #153.
- [37] Hadronic B decays to charmless final states and to $J/\psi K^*$, A. Hoecker (BABAR Collaboration), présenté à la conférence BCP4, 4Th International Workshop on B Physics and CP Violation, 19-23 feb 2001, Ise Shima, Japon, à paraître.
- [38] Weak transition form-factors between heavy mesons, N. Isgur and M.B. Wise, Phys. Lett. **B237** (1990) 527.
- [39] Study of the Squareness and Straightness of the DIRC Radiator Bars, H. Kawahara, DIRC Note # 50.
- [40] CP Violation and Quantum Mechanics in the B system, B. Kayser, FERMILAB-CONF-95-287-T, 30th Rencontres de Moriond: Electroweak Interactions and Unified Theories, Meribel les Allues, France, 11-18 Mar 1995, Moriond 1995: Electroweak p373.
- [41] CP violation in the renormalizable theory of weak interaction, M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [42] The Optical Scanning System for the Quartz Bar Quality Control. Description and User Manual, H. Krüger, R. Reif, X. Sarazin, J. Schwiening and J. Va'vra, DIRC Note #54.
- [43] LEP Working Group on $|V_{ub}|$,
<http://battagl.home.cern.ch/battagl/vub/vub.html>
- [44] LEP Working group on $|V_{cb}|$, <http://lepvc.b.web.cern.ch/LEPVcb/>.
- [45] CP Violation- In and Beyond the Standard Model, Y. Nir, 27th SLAC Summer Institute, July 7-16 1999, IASSNS-HEP-99-96.
- [46] A measurement of the rate of charm production in W decays, G. Abbiendi *et al.*, (OPAL Collaboration), Phys. Lett. **B490** (2000) 71.

- [47] The DIRC counter: a new type of particle identification device for B factories, Presented at International Workshop on B Factories: Accelerators and Experiments, Tsukuba, Japan, 17-20 Nov 1992, B. Ratcliff, SLAC-PUB-6047, Tsukuba B Factories 1992 p331 (1993).
- [48] Expérience BABAR: Violation de CP dans le système $B^0\bar{B}^0$; Canaux Vecteur-Vecteur du type *Charmonium* K^* , E. Roussot, thèse de doctorat (1999) <http://www.slac.stanford.edu/~roussot/>
- [49] Violation of CP invariance; C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe, A.D. Sakharov, JETP, **5** (1967) 32.
- [50] Evolution of the RIC Technique, J. Seguinot, T. Ypsilantis, Nucl. Instrum. Methods **A433** (1999) 1.
- [51] Particle identification with neural networks using a rotational invariant moment representation, R. Sinkus, T. Voss, Nucl. Instrum. Methods **A391** (1997) 360.
- [52] Test of a large scale prototype of the DIRC, a Cerenkov imaging detector based on total internal reflection for BABAR at PEP-II, H. Staengle *et al.*, SLAC-PUB-7428, Nucl. Instrum. Meth. **A397** (1997) 261.
- [53] The current status of $|V_{ud}|$, I.S. Towner et J.C. Hardy, nucl-th/9809087, Talk given at 5th International WEIN Symposium: A Conference on Physics Beyond the Standard Model (WEIN 98), Santa Fe, NM, 14-21 Jun 1998, Published in In *Santa Fe 1998, Physics beyond the standard model* p338.
- [54] J. Va'vra, "Quartz absolute internal reflection coefficient, water transmission, mirror reflectivity, mean wavelength response, mean refraction index, and their effect on the expected number of photonnelectrons and N_0 ", DIRC Note # 129.
- [55] Calculation of the natural brightness of spectral lines on the basis of Dirac's theory, V. F. Weisskopf and E. P. Wigner, Zeitschrift für Physics **63**, 54 et **65**, 18.
- [56] Parametrization of the Kobayashi-Maskawa matrix, L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1945.
- [57] S. Yellin, "Diffraction from an oscillating refractive index", DIRC Note # 75.

Annexe A

Quelques résultats numériques

A.1 Incertitude sur $\sin 2\beta$

A.1.1 Sensibilité de l'estimateur à $\sin 2\beta$

L'incertitude intrinsèque découlant de l'utilisation de $g(t)$ dans un estimateur du maximum de vraisemblance s'écrit :

$$\frac{1}{\sigma_0^2(A)} = \int \frac{1}{g} \left(\frac{\partial g}{\partial A} \right)^2 dt. \quad (\text{A.1})$$

Compte tenu de (3.27), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_0^2(A)} &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{\pm |t|} (\sin x_d t)^2}{1 + A \sin x_d t} dt \\ &= \int_0^{+\infty} \frac{e^{\pm t} (\sin x_d t)^2}{1 \pm (A \sin x_d t)^2} dt \\ &= \text{ou} \approx? \sum_{k=0}^{+\infty} A^{2k} \int_0^{+\infty} e^{\pm t} (\sin x_d t)^{2k+2} dt \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

On pose :

$$I_p \equiv \int_0^{+\infty} e^{\pm t} (\sin x_d t)^{2p} dt. \quad (\text{A.3})$$

Une double intégration par partie permet alors d'écrire :

$$I_p = 2p x_d \int_0^{+\infty} e^{\pm t} (\sin x_d t)^{2p-1} \cos x_d t dt \quad (\text{A.4})$$

$$= 2p x_d \left\{ (2p \pm 1) x_d \int_0^{+\infty} e^{\pm t} (\sin x_d t)^{2p-2} dt \pm 2p x_d I_p \right\} \quad (\text{A.5})$$

d'où :

$$I_p = \frac{2p(2p \pm 1)x_d^2}{1 + 4p^2 x_d^2} I_{p \pm 1} \quad (\text{A.6})$$

$$\begin{aligned} & \vdots \\ &= \frac{(2p)! x_d^{2p}}{\prod_{j=1}^p (1 + 4j^2 x_d^2)} I_0 \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Compte-tenu de $I_0 = 1$, on obtient donc :

$$I_p = \frac{(2p)! x_d^{2p}}{\prod_{j=1}^p (1 + 4j^2 x_d^2)}. \quad (\text{A.8})$$

Finalement,

$$\frac{1}{\sigma_0^2(A)} = \sum_{k=0}^{+\infty} A^{2k} \frac{(2k+2)! x_d^{2k+2}}{\prod_{j=1}^{k+1} (1 + 4j^2 x_d^2)}. \quad (\text{A.9})$$

En ne conservant que les deux premiers termes dans (A.9), il vient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma_0^2(A)} &\approx \frac{2x_d^2}{1 + 4x_d^2} \left(1 + \frac{12x_d^2}{1 + 16x_d^2} A^2 \right) \\ &\approx 0.34(1 + 0.67A^2) \text{ pour } x_d = 0.73[35]. \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

A.1.2 Effet de résolution sur Δz

Afin d'étudier l'impact de la fonction de résolution sur la sensibilité de l'ajustement à $\sin 2\beta$, je génère 10000 événements, dont l'étiquetage est parfait, avec $\sin 2\beta = 0.5$ et une fonction de résolution qui se résume, par souci de simplicité, à une seule gaussienne de largeur $\sigma(\Delta z)$, et de valeur centrale nulle. L'ajustement de $\sin 2\beta$ donne les résultats rassemblés sur la figure A.1.

A.1.3 Effet du bruit de fond

On considère l'effet sur l'incertitude $\sigma(A)$ d'un bruit de fond constitué d'événements $B\overline{B}$ non-CP. La distribution s'écrit alors :

$$g(t) \propto (1 \pm f) e^{\pm |t|} (1 + A \sin x_d t) + f e^{\pm |t|}, \quad (\text{A.11})$$

où f est la fraction de bruit de fond. L'application de (A.1) mène alors à l'égalité :

$$\frac{1}{\sigma^2(A)} \approx (1 \pm f)^2 \frac{1}{\sigma_0^2(A)} \quad (\text{A.12})$$

Si on pose $N \equiv N_B + N_S$, où N_B et N_S sont respectivement le nombre d'événements de bruit de fond et de signal, on obtient donc :

$$\frac{\sigma(A)}{\sqrt{N}} = \frac{\sigma_0(A)}{\sqrt{N_S}} \sqrt{1 + \frac{N_B}{N_S}}. \quad (\text{A.13})$$

On comprend donc que $\sqrt{1 + \frac{N_B}{N_S}}$ est la figure de mérite vis-à-vis de laquelle on a optimisé la sélection (*c.f.* chapitre 6).

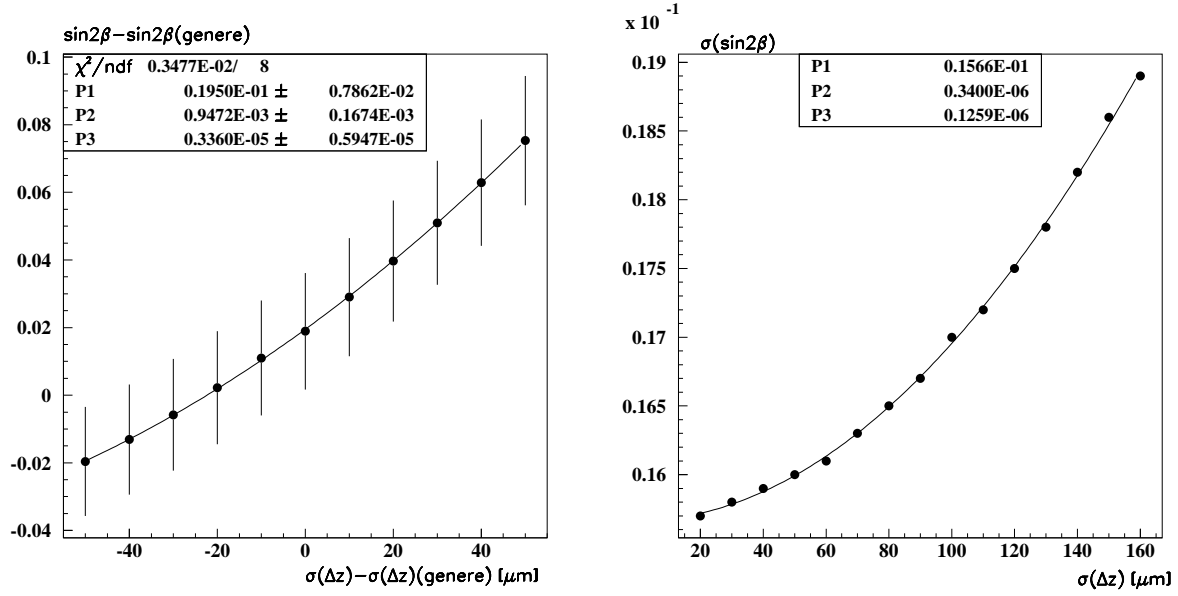


FIG. A.1 – *Etude de la sensibilité de $\sin 2\beta$ à la fonction de résolution. A gauche: Les événements sont générés avec $\sigma(\Delta z) = 110\mu\text{m}$, l'ajustement étant opéré avec une valeur différente. A droite: Les événements sont générés et ajustés avec la même valeur pour $\sigma(\Delta z)$.*

Annexe B

L'estimateur de Maximum de Vraisemblance

On rassemble ici les définitions des différents termes intervenant dans l'estimateur du maximum de vraisemblance.

B.1 Rappel des distributions temporelles

Les distributions temporelles des événements du signal ont déjà été définies, avec les équations (9.5)–(9.6) et (9.19)–(9.20). On les rappelle ci-dessous.

B.1.1 Evènements CP

En notant A_{CP} le produit de $\sin 2\beta$ par la valeur CP intrinsèque du mode considéré, et en reprenant les définitions (9.3) et (9.4), on obtient la distribution temporelle suivante, valable pour des états finaux états propres de CP :

$$f_{CP}(\Delta t, s_{tag}) = \frac{?_B}{4} e^{\pm ?_B |\Delta t|} \left[1 + s_{tag} \frac{\delta D}{2} + s_{tag} D A_{CP} \sin \Delta m \Delta t \right], \quad (\text{B.1})$$

où s_{tag} vaut ± 1 suivant que le B_{tag} est un $B^0(\bar{B}^0)$.

B.1.2 Evènements spécifiques de saveur

Pour des états finaux spécifiques de saveur, provenant de la désintégration d'un méson B neutre, on a vu qu'il existe deux distributions temporelles, suivant que, à l'instant de leur désintégration respective, les deux B sont dans le même état de saveur (état *Mix*) ou dans deux états de saveur opposée (état *Unmix*). Ces deux distributions s'écrivent :

$$f_{Mix}(\Delta t, s_{tag}) = \frac{?_B}{4} e^{\pm ?_B |\Delta t|} \left[1 + s_{tag} \frac{\delta D}{2} \pm D \cos \Delta m \Delta t \right] \quad (\text{B.2})$$

$$f_{Unmix}(\Delta t, s_{tag}) = \frac{?_B}{4} e^{\pm ?_B |\Delta t|} \left[1 + s_{tag} \frac{\delta D}{2} + D \cos \Delta m \Delta t \right] \quad (\text{B.3})$$

Notons que les distributions précédentes ne font apparaître qu'une seule dilution D . En pratique, il existe quatre catégories d'étiquetage, dont les paramètres sont différents. Dans la suite, on indicera par la lettre $i = 1, 4$ les trois distributions temporelles précédentes.

B.2 Modélisation du bruit de fond

Lorsqu'un candidat B résulte d'une combinaison erronée et aléatoire de traces chargées et d'objets calorimétriques,¹ sa dépendance temporelle est inconnue, et ne peut être dérivée de principes physiques. L'approche choisie ici consiste à modéliser le bruit de fond par différentes fonctions analytiques, dont la dépendance temporelle correspond à certaines désintégrations. On définit ainsi quatre fonctions possibles :

$$\begin{aligned} f_{\pm, \tau=0} &= (1 \pm D_{\tau=0}) && \text{temps de vie nul} \\ f_{\pm, \tau>0} &= (1 \pm D_{\tau>0}) \frac{\Gamma_2}{2} e^{-\Gamma |\Delta t|} && B \text{ chargé} \\ f_{\pm, \text{mix}} &= \frac{\Gamma_{\text{mix}}}{4} e^{-\Gamma_{\text{mix}} |\Delta t|} (1 \pm D_{\text{mix}} \cos(\Delta m_{\text{mix}} \Delta t)) && \text{Mixing} \\ f_{\pm, CP} &= \frac{\Gamma_{CP}}{4} e^{-\Gamma_{CP} |\Delta t|} (1 \pm A'_{CP} D'_{CP} \sin(\Delta m_{CP} \Delta t)) && CP \end{aligned}$$

(B.2) modélise le comportement d'un bruit de fond de type continuum $q\bar{q}$, (B.2) celui d'un événement $B^+ B^\pm$, bien que $?_2$ puisse prendre d'autres valeurs que la largeur du B , et les deux derniers modélisent les deux comportements possibles d'un événement $B^0 \bar{B}^0$, suivant qu'il viole ou non la symétrie CP. Notons enfin que les dilutions D ne se limitent pas ici à l'erreur d'étiquetage, mais rendent compte également des asymétries de production ou des erreurs d'assignation de saveur (et sont donc définissables pour le cas d'événements non $B\bar{B}$, pour lesquels la fraction d'erreur d'étiquetage w est une notion mal définie).

B.3 Modélisation de la fonction de résolution

On modélise la résolution sur Δz par une fonction composée de trois gaussiennes, de largeur croissante. Chacune a trois paramètres: la valeur centrale δ , l'écart-type σ , et l'amplitude f . Du fait de la normalisation, ce modèle contient donc 8 paramètres. Sauf mention du contraire, la troisième gaussienne, qui sert à prendre en compte les *outliers*, vérifie toujours $\delta = 0$ et $\sigma = 8$ ps.

Dans le cas où chaque événement est pondéré par l'incertitude expérimentale sur Δt , on remplace les écart-types précédents par le produit de cette incertitude et d'un facteur d'échelle S . En nommant respectivement par *core*, *tail* et *out* les trois gaussiennes dans

1. On parle alors de bruit de fond combinatoire.

l'ordre croissant de largeur, on obtient donc pour la fonction de résolution:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}^i(\Delta t, \sigma) = & (1 \pm f_{tail} \pm f_{out}) e^{\pm \frac{(\Delta t \pm \delta_{core}^i)^2}{2S_{core}^i \sigma}} + \\ & f_{tail} e^{\pm \frac{(\Delta t \pm \delta_{tail}^i)^2}{2S_{tail}^i \sigma}} + \\ & f_{out} e^{\pm \frac{(\Delta t \pm \delta_{out}^i)^2}{2S_{out}^i \sigma}} \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Comme précédemment, l'indice i rappelle que chaque catégorie d'étiquetage peut avoir une fonction de résolution différente. En pratique, seul δ_{core} est défini pour chaque catégorie.

La fonction de résolution est convoluée aux distributions temporelles précédentes, suivant:

$$F_k(\Delta t, s_{tag}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\Delta t' \mathcal{R}(\Delta t \pm \Delta t') f_k(\Delta t', s_{tag}) \quad (\text{B.5})$$

où k vaut pour CP , Mix , etc...

B.4 Définition de l'estimateur

Finalement, l'estimateur du maximum de vraisemblance utilise, dans le cas d'un ajustement global, à la fois des événements spécifiques de saveur (échantillon B_{sav}) et des événements dont l'état final est état propre de CP (échantillon CP). L'estimateur est alors défini par la fonction:

$$\ln \mathcal{L} = \sum_{i=1}^{N_{CP}} \ln f_{CP}(\Delta t, s_{tag}) + \sum_{i=1}^{N_{B_{sav}, Mix}} \ln f_{Mix}(\Delta t, s_{tag}) + \sum_{i=1}^{N_{B_{sav}, Unmix}} \ln f_{Unmix}(\Delta t, s_{tag}) \quad (\text{B.6})$$

où chaque fonction f , définie plus haut, est corrigée par des termes de bruit de fond et la convolution de la fonction de résolution.

Annexe C

Correction d'acceptance pour le canal $J/\psi K^{*0}$

Dans cette annexe, on reprend l'équation (3.24), qu'on réécrit en tenant compte de la dépendance temporelle:

$$g(\cos \theta_{tr}, \cos \theta_K, \phi_{tr}, t, s_{tag}) = \sum_{i=1}^6 A_i^2 f_i(\cos \theta_{tr}, \cos \theta_K, \phi_{tr}) a_i(t, s_{tag}) \quad (\text{C.1})$$

où les $a_i(t)$ sont données dans les tables 3.1 et 3.2.

C.1 Définition des variables ξ

On applique le formalisme détaillé dans [12] et [33], qui permet d'utiliser le MonteCarlo pour corriger la distribution angulaire des effets d'acceptance. On définit les variables ξ par:

$$\xi_j = \int d\omega \epsilon(\omega) f_j(\omega) \quad (\text{C.2})$$

où ω est un vecteur $(\cos \theta_K, \cos \theta_{tr}, \phi_{tr})$, et j est un entier de 1 à 6.

La distribution temporelle utilisée dans l'estimation de $\sin 2\beta$ découle de (C.1) par intégration sur ω :

$$g(t, s_{tag}) = \int \int \int g(\cos \theta_{tr}, \cos \theta_K, \phi_{tr}, t, s_{tag}) d\cos \theta_{tr} d\cos \theta_K d\phi_{tr} \quad (\text{C.3})$$

$$= \sum_{i=1}^6 A_i^2 a_i(t, s_{tag}) \int \int \int \epsilon(\cos \theta_{tr}, \cos \theta_K, \phi_{tr}) f_i(\cos \theta_{tr}, \cos \theta_K, \phi_{tr}) \quad (\text{C.4})$$

$$= \sum_{i=1}^6 A_i^2 a_i(t, s_{tag}) \xi_i \quad (\text{C.5})$$

Dans le cas d'une fonction d'acceptance plate, ξ_4 , ξ_5 , et ξ_6 s'annulent, du fait de l'intégration suivant ϕ_{tr} , et les trois ξ restant égalent l'efficacité globale. La dilution due à la présence

d'évènements $CP+$ et $CP\perp$ vaut alors $D_\perp \equiv (1 \pm 2R_\perp)$, résultat qui a déjà été discuté (c.f. équation (3.27)). Dans le cas général, D_\perp dépend des ξ_i , qui sont des constantes indépendantes des amplitudes générées. On estime donc les ξ à partir de l'échantillon Monte Carlo, de la manière décrite ci-dessous.

C.2 Méthode d'estimation des ξ

Soit $\alpha(\omega)$ une fonction quelconque des angles. On sait que la moyenne des $\alpha(\omega_i)$, où i est un indice sur les évènements d'un échantillon statistique, est un estimateur sans biais de l'espérance de α :

$$E(\alpha) = \int d\omega \alpha(\omega) f(\omega), \quad (C.6)$$

où f est la distribution angulaire totale 3.23. Notons que l'information temporelle est irrelevante dans le calcul des ξ , dans l'hypothèse où les biais correspondants sont négligeables. Les ξ sont donc les espérances des fonctions:

$$\alpha_j(\omega) = \frac{f_j(\omega)}{f(\omega)} \epsilon(\omega) \quad (C.7)$$

et leurs estimateurs sont donc:

$$\hat{\xi}_j = \frac{\sum_{i=1}^{N_{acc}} \frac{f_j(\omega)}{f(\omega)}}{N_{gen}} \quad (C.8)$$

La fonction ϵ est "codée" dans la prise en compte du fait que N_{gen} diffère de N_{acc} , et que les évènements observés sont nécessairements dans l'acceptance. Une estimation de l'écart-type est donnée par:

$$\hat{\sigma}(\xi_j) = \frac{1}{N_{gen}} \sqrt{\sum_{i=1}^{N_{acc}} \left[\frac{f_j(\omega)}{f(\omega)} \right]^2 + \frac{1}{N_{acc}} \left[\sum_{i=1}^{N_{acc}} \frac{f_j(\omega)}{f(\omega)} \right]^2} \quad (C.9)$$

Les résultats de cette méthode, appliquée à un échantillon simulé de $J/\psi K^{*0}$, sont rassemblés sur la table C.1.

La valeur des trois derniers ξ , compatible avec 0, est due au fait que la dépendance de la fonction d'acceptance en ϕ_{tr} est très faible. Si on la néglige (c'est-à-dire qu'on considère ξ_4 , ξ_5 et ξ_6 nuls), et si on néglige la différence de distribution angulaire des évènements non matchés du signal, on obtient:

$$D_\perp = 1 \pm 2 \|A_\perp\|^2 \frac{\xi_3}{\|A_0\|^2 \xi_1 + \|A_\parallel\|^2 \xi_2 + \|A_\perp\|^2 \xi_3} \quad (C.10)$$

Avec les valeurs numériques de BABAR, rassemblées dans la table 3.3, on obtient:

$$D_\perp(\ell\ell) = 0.65 \pm 0.06 \quad (C.11)$$

	ee	$\mu\mu$	$\ell\ell$
ξ_1	0.142 ± 0.003	0.137 ± 0.002	0.140 ± 0.002
ξ_2	0.165 ± 0.003	0.165 ± 0.003	0.158 ± 0.002
ξ_3	0.168 ± 0.004	0.168 ± 0.004	0.161 ± 0.003
ξ_4	0.000 ± 0.002	0.000 ± 0.002	$\pm 0.000 \pm 0.002$
ξ_5	0.001 ± 0.003	0.001 ± 0.003	$\pm 0.002 \pm 0.002$
ξ_6	$\pm 0.001 \pm 0.001$	0.001 ± 0.001	$\pm 0.003 \pm 0.001$

TAB. C.1 – Valeurs des ξ obtenues sur des événements simulés $J/\psi K^{*0}(K_S^0 \pi^0)$ (37000 événements).

Annexe D

Présentation des modes B_{sav}

D.1 Définition et sélection

Les modes dénommés génériquement B_{sav} sont rassemblés dans le tableau D.1:

modes B^0 non-CP		Rapp. de Branch. complet [10^{+3}]
$B^0 \rightarrow D^{*\perp} \pi^+$	$D^{*\perp} \rightarrow D^0 \pi^\perp$	2.7
$B^0 \rightarrow D^{*\perp} \rho^+$		7.0
$B^0 \rightarrow D^{*\perp} a_1^+$		12.2
$B^0 \rightarrow D^\perp \pi^+$	$D^\perp \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^\perp$ ou $K_S^0 \pi^\perp$	3.0
$B^0 \rightarrow D^\perp \rho^+$		8.2
$B^0 \rightarrow D^\perp a_1^+$		6.0

TAB. D.1 – Canaux reconstruits dans l'échantillon B_{sav} . Les résonances a_1^+ , ρ^0 , ρ^+ sont reconstruites respectivement dans les canaux $\rho^0 \pi^+$, $\pi^+ \pi^\perp$, et $\pi^+ \pi^0$.

D.2 Résultats sur les données

Le résultat de la sélection de l'échantillon B_{sav} est détaillé dans la table D.2.

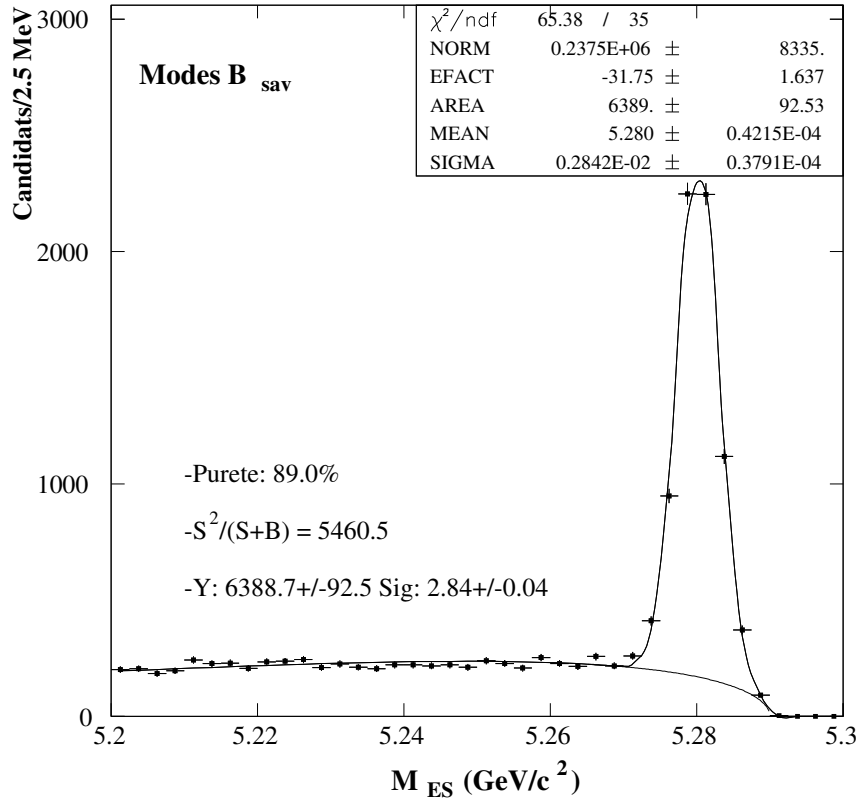
La distribution en M_{ES} correspondante est donnée sur la figure D.1.

D.3 Estimation de la fraction de bruit de fond

La fraction de bruit de fond de type Argus est estimée à 11% environ dans la région du signal. A cela s'ajoute une composante gaussienne, due à des B mal reconstruits. Par exemple, le canal $B^+ \rightarrow D^{*0} \pi^+$ peut être pris pour un événement de signal $B^0 \rightarrow D^{*+} \pi^\perp$ lorsque le π^0 mou provenant du D^{*0} est remplacé par une trace chargée, de faible impulsion également. Grâce à des événements simulés, on estime ce bruit de fond à $1.5 \pm 1.0\%$ du signal. Il est important de tenir compte de ce bruit de fond dans la mesure de $\sin 2\beta$,

B^0 mode	D mode	# evts observés
$D^{*\perp}\pi^+$	$K^\perp\pi^+$	554 ± 25
	$K^\perp\pi^+\pi^0$	373 ± 18
	$K_S^0\pi^+\pi^\perp$	133 ± 13
	$K^\perp\pi^+\pi^+\pi^\perp$	514 ± 24
$D^{*\perp}\rho^+$	$K^\perp\pi^+$	314 ± 20
	$K^\perp\pi^+\pi^0$	233 ± 20
	$K_S^0\pi^+\pi^\perp$	68 ± 16
	$K^\perp\pi^+\pi^+\pi^\perp$	293 ± 20
$D^{*\perp}a_1^+$	$K^\perp\pi^+$	306 ± 19
	$K^\perp\pi^+\pi^0$	175 ± 18
	$K_S^0\pi^+\pi^\perp$	43 ± 10
	$K^\perp\pi^+\pi^+\pi^\perp$	199 ± 16
$D^\perp\pi^+$	$K^\perp\pi^+\pi^+$	1604 ± 44
	$K^0\pi^+$	167 ± 14
$D^\perp\rho^+$	$K^\perp\pi^+\pi^+$	802 ± 36
	$K^0\pi^+$	83 ± 11
$D^\perp a_1^+$	$K^\perp\pi^+\pi^+$	457 ± 27
	$K^0\pi^+$	66 ± 10
Total		6389 ± 93

TAB. D.2 – Résultats détaillés par mode de la sélection de l'échantillon B_{sav} .

FIG. D.1 – Distribution M_{ES} de l'échantillon B_{sav} .

car il émane de B chargés, dont la dépendance temporelle est différente de celle des mésons neutres. L'incertitude sur cette fraction gaussienne entraine toutefois une incertitude systématique faible sur $\sin 2\beta$ (*c.f.* chapitre 10).